

# Untersuchung der Driftinstabilität an der rotierenden magnetisierten Plasmasäule des PSI-1 im Falle eines Plasmahohlprofils und großer endlicher Ionengyroradieneffekte

D I S S E R T A T I O N

zur Erlangung des akademischen Grades

d o c t o r   r e r u m   n a t u r a l i u m

(Dr. rer. nat.)

im Fach Physik

eingereicht an der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät I  
der Humboldt-Universität zu Berlin

von

Dipl. Phys. SÖREN KLOSE  
geboren am 14. Mai 1969 in Berlin

angefertigt am

Max-Planck-Institut für Plasmaphysik  
Bereich Plasmadiagnostik  
Mohrenstraße 41  
D-10117 Berlin

Präsident der Humboldt-Universität zu Berlin  
Prof. Dr. Dr. h. c. HANS MEYER  
Dekan der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät I  
Prof. Dr. JÜRGEN P. RABE

Gutachter: 1. Prof. Dr. GERD FUSSMANN (Humboldt-Univ. zu Berlin, MPI f. Plasmaphysik)  
2. Prof. Dr. WERNER EBELING (Humboldt-Universität zu Berlin)  
3. Prof. Dr. ULRICH STROTH (Christian-Albrechts-Universität zu Kiel)

Tag der mündlichen Prüfung: 22. Juni 2000



## Kurzzusammenfassung

Es werden die Eigenschaften von Driftwellen untersucht, welche an der rotierenden magnetisierten Plasmasäule des PSI-1 beobachtet wurden. Ihre parallelen Wellenzahlen sind sehr klein ( $k_z/k_\theta \ll 1$ ), sie besitzen eine nahezu lineare azimuthale Dispersionsrelation ( $\omega \simeq v_{\theta_i} k_\theta$ ), ihre azimuthale Phasengeschwindigkeit ist etwa gleich der spektroskopisch bestimmten azimuthalen Ionendriftgeschwindigkeit ( $v_{ph} \approx v_{\theta_i}$ ) und die Potentialfluktuationen eilen den Dichtefluktuationen um etwa  $\pi$  hinterher. Deshalb können sie als *Ionendriftwellen* bezeichnet werden. Da der Elektronendruck einem Hohlprofil entspricht, werden i.a. zwei radial getrennte Modenserien von meist unterschiedlicher Rotationsfrequenz und Amplitudenverteilung beobachtet.

Die Ionen besitzen etwa halbe Elektronentemperatur. Wegen ihrer großen Gyroradien im Vergleich zu den Abfalllängen erfüllen sie die Driftnäherung nicht. Deshalb sind die azimuthalen Driftgeschwindigkeiten der Ionen und Elektronen im radialen  $E$ -Feld stark verschieden. Existiert eine kleine anfängliche Potentialstörung, so nimmt durch die Driften die Elektronendichte gerade dort zu, wo das Potential besonders niedrig ist. Potential- und Dichtestörung wachsen somit immer weiter an. Es liegt eine instabile Situation vor, die durch die Senkrechtbewegung der Ionen im elektrischen Feld begrenzt wird. Die dabei auftretende azimuthal-periodische Potentialstruktur, welche mit  $v_{ph}$  rotiert, wurde mit LANGMUIR-Sonden vermessen. Wird der Plasmaquerschnitt mit einer CCD-Kamera beobachtet, so kann die durch das Potential modulierte Elektronen- und Ionendichte als eine mit  $v_{ph}$  rotierende Intensitätsverteilung wahrgenommen werden. Das aufgestellte analytische Potentialmodell liefert einen einfachen Zusammenhang zwischen der Potentialfluktuationsamplitude, dem radialen  $E$ -Feld, der Dichteverteilung und der sichtbaren Form der Driftwelle.

Desweiteren wurden die parallele und senkrechte Diffusion untersucht. Während der gemessene parallele Diffusionskoeffizient sehr gut mit den theoretischen Vorstellungen übereinstimmt, kann die beobachtete Senkrechtdiffusion nicht allein durch die klassische Diffusion erklärt werden. Wie groß jedoch der Anteil des senkrechten fluktuationsinduzierten Transports ist, kann quantitativ nicht sicher gesagt werden, da die detaillierte Teilchenbilanz nur ungenau bekannt ist und im Rahmen dieser Arbeit nicht alle Diffusionsprozesse berücksichtigt werden konnten.





# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Energieforschung: Warum Kernfusion? . . . . .	1
1.1.1	Die 4 Wechselwirkungen, Energieformen und Energievorräte . . . . .	1
1.1.2	Energiebedarf auf der Erde . . . . .	3
1.1.3	Energiebedarf im Weltraum . . . . .	4
1.1.4	Kernfusion und Raumfahrt . . . . .	5
1.1.5	Kernfusion und Plasmaphysik . . . . .	6
1.2	Magnetisch eingeschlossene Plasmen . . . . .	8
1.2.1	Fusionsexperimente . . . . .	8
1.2.2	Plasmagenerator PSI-1/2 . . . . .	8
1.3	Instabilitäten und Fluktuationen . . . . .	9
1.3.1	Die universelle Driftinstabilität . . . . .	10
1.3.1.1	Driftwellenmodell in ebener Geometrie . . . . .	10
1.3.1.2	Driftwellenmodell in zylindrischer Geometrie . . . . .	12
1.3.2	Die Fluteinstabilität . . . . .	13
1.3.3	Bisherige experimentelle Arbeiten zu Driftwellen . . . . .	15
1.3.4	Rahmen und Umfang dieser Arbeit . . . . .	16
<b>2</b>	<b>Der Plasmagenerator PSI-1</b>	<b>17</b>
2.1	Aufbau und Funktionsweise des PSI-1 . . . . .	17
2.2	Entladungskennlinie des PSI-1 . . . . .	19
2.3	Grundlegende Plasmaparameter des PSI-1 . . . . .	21
2.3.1	Frequenzen . . . . .	21
2.3.2	Geschwindigkeiten . . . . .	21
2.3.3	Längen . . . . .	23
2.3.4	Transportkoeffizienten . . . . .	23
2.3.5	Dimensionslose Parameter . . . . .	24
2.4	Magnetfeld des PSI-1 . . . . .	24
2.4.1	Vektorpotential . . . . .	25
2.4.2	Magnetischer Fluß . . . . .	26
2.4.3	Magnetische Flußdichte . . . . .	27
2.4.4	Berechnung des Magnetfeldes für das Standardregime . . . . .	28
2.4.5	Bedeutung der magnetischen Flußisollinien . . . . .	31

2.4.6	Magnetische Koordinate . . . . .	31
2.4.7	Ursache des Plasmahohlprofils . . . . .	31
<b>3</b>	<b>Plasmadiagnostiken</b>	<b>33</b>
3.1	LANGMUIR-Sonden . . . . .	33
3.1.1	Einzelsonde . . . . .	34
3.1.1.1	Kennlinie der Einzelsonde . . . . .	34
3.1.1.2	Elektronenenergieverteilungsfunktion (EEVF) . . . . .	37
3.1.2	Doppelsonde . . . . .	44
3.1.2.1	Kennlinie der Doppelsonde . . . . .	44
3.1.2.2	Meßaufbau am Beispiel der Doppelsonde . . . . .	47
3.1.3	Tripelsonde . . . . .	49
3.2	Zeitreihenanalyse fluktuierender Plasmagrößen . . . . .	51
3.2.1	Harmonische Analyse raum-zeitlicher Fluktuationen: $S(k, \omega)$ . . . . .	51
3.2.2	Rekonstruktion von $S(k, \omega)$ aus Zweipunktkorrelationen . . . . .	52
3.2.3	Anwendung auf diskrete Zeitreihen . . . . .	54
3.3	Spektroskopie . . . . .	55
3.3.1	Hochauflösende Emissionsspektroskopie (HIRES) . . . . .	55
3.3.2	Laserinduzierte Fluoreszenz (LIF) . . . . .	56
3.4	CCD-Kameras . . . . .	57
3.4.1	Nanocam . . . . .	57
3.4.2	Imacon . . . . .	57
<b>4</b>	<b>Experimentelle Ergebnisse</b>	<b>61</b>
4.1	Kryptonentladung mit 300 A Entladungstrom . . . . .	61
4.1.1	Zeitgemittelte radiale Profile aus Sondenmessungen . . . . .	61
4.1.1.1	Primäre Größen $I_{sat_i}$ , $U_{fl}$ , $T_e$ , $n_e$ und $p_e$ . . . . .	62
4.1.1.2	Elektrische Feldgrößen $U_{pl}$ , $E_r$ und $\delta n$ . . . . .	62
4.1.1.3	Elektronen- und Ionendriftgeschwindigkeiten $v_{\theta_{e,i} E_r}$ , $v_{\theta_{e,i} \nabla p_e}$ und $v_{\theta_{e,i}}$ . . . . .	63
4.1.1.4	Fluktuationsniveaus $\tilde{U}_{fl}$ , $\tilde{U}_{fl}^{rel}$ , $\tilde{I}_{sat_i}$ und $\tilde{I}_{sat_i}^{rel}$ . . . . .	64
4.1.1.5	Fehlerabschätzung $\sigma_{rel}$ . . . . .	64
4.1.2	Spektroskopische Bestimmung von $T_i$ und $v_{\theta_i}$ . . . . .	64
4.1.3	Radial aufgelöstes Leistungs- und Kreuzleistungsspektrum von $U_{fl}$ . . . . .	66
4.1.4	Zeitaufgelöstes Kreuzleistungsspektrum von $U_{fl}$ . . . . .	69
4.1.5	Azimutales Frequenz-Wellenzahl-Spektrum von $U_{fl}$ . . . . .	71
4.1.5.1	Innere Modenserie: $r/r_0 = 0.92$ . . . . .	71
4.1.5.2	Äußere Modenserie: $r/r_0 = 1.25$ . . . . .	72
4.1.6	CCD-Aufnahmen der Plasmasäule . . . . .	81
4.1.6.1	Optisches Spektrum des Kryptonplasmas . . . . .	81
4.1.6.2	Ansicht des Plasmaquerschnitts und $k_\theta$ . . . . .	84
4.1.6.3	Seitliche Ansicht der Plasmasäule und $k_z$ . . . . .	86
4.2	Einfluß des Entladungstromes . . . . .	89

4.3	Einfluß der Magnetfeldstärke . . . . .	92
4.4	Einfluß der Ionenmasse . . . . .	94
<b>5</b>	<b>Potentialmodell der gesättigten Driftwelle</b>	<b>97</b>
5.1	Azimutale Potentialstruktur der Driftwelle . . . . .	98
5.2	Einfluß des radialen elektrischen Feldes . . . . .	99
5.3	Driftbahn der Elektronen . . . . .	99
5.4	Modulation der Elektronendichteverteilung . . . . .	102
5.5	Intensitätsverteilung der Driftwellenmode . . . . .	106
5.6	Selbstkonsistentes Potential . . . . .	107
5.7	Dispersionsrelation der Ionendriftwelle . . . . .	108
5.8	Klassifikation der Driftwellentypen . . . . .	109
<b>6</b>	<b>Untersuchung der Diffusion bei einer Argonentladung</b>	<b>113</b>
6.1	Entladungsregime . . . . .	113
6.2	Messung der radialen Dichteprofile . . . . .	116
6.3	Messung der parallelen Strömungsgeschwindigkeit . . . . .	118
6.3.1	Experimentbeschreibung . . . . .	118
6.3.2	Parallele Strömungsgeschwindigkeit und paralleler Diffusionskoeffizient . . . .	121
6.4	Bestimmung des senkrechten Diffusionskoeffizienten . . . . .	124
6.4.1	Konstanter senkrechter Diffusionskoeffizient und BESSEL-Entwicklung . . . .	124
6.4.2	Berücksichtigung der Ionisationsrate . . . . .	126
	<b>Zusammenfassung</b>	<b>129</b>
	<b>Thesen</b>	<b>131</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>133</b>
	<b>Veröffentlichungen</b>	<b>139</b>
	<b>Lebenslauf</b>	<b>140</b>
	<b>Zitate</b>	<b>141</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>142</b>
	<b>Erklärung</b>	<b>143</b>



# Kapitel 1

## Einleitung

Diese Einleitung versucht, das speziell bearbeitete Thema in einen Gesamtzusammenhang zur Naturwissenschaft zu bringen. Dazu muß etwas weiter ausgeholt werden, was den Leser nicht verwundern sollte.

Zuerst wird die Frage beantwortet, warum die kontrollierte Kernfusion überhaupt benötigt wird und welche Rolle dabei die Plasmaphysik spielt. Danach werden kurz einige Fusionsexperimente und der PSI-1 vorgestellt. Abschließend wird versucht, einen Überblick über das bisher bekannte Wissen zur Driftinstabilität sowie über den Rahmen und Umfang dieser Arbeit zu geben.

### 1.1 Energieforschung: Warum Kernfusion?

#### 1.1.1 Die 4 Wechselwirkungen, Energieformen und Energievorräte

Die heutige Physik unterscheidet 4 Arten von Wechselwirkungen bzw. Kräften:

- **Gravitative Wechselwirkung:** Anziehungskraft zwischen Körpern mit Ruhemasse (Elementarteilchen, Atome, Planeten, etc.), sowie der Energie, welche in den vier verschiedenen Kraftfeldern gespeichert ist.
- **Elektromagnetische Wechselwirkung:** Kräfte zwischen ruhenden und bewegten elektrisch geladenen Teilchen und damit zusammenhängenden Magnetfeldern (COULOMB- und LORENTZ-Kraft).
- **Starke Wechselwirkung:** Kräfte zwischen Quarks (Farbkraft) sowie deren Momente höherer Ordnung zwischen Protonen und Neutronen im Atomkern (Kernkraft).
- **Schwache Wechselwirkung:** Wechselwirkung zwischen Leptonen (Elektron, Neutrino) und Quarks (Betazerfall).

Ein Grundsatz der Physik ist, daß Energie weder erzeugt noch vernichtet, sondern nur von einer Form in eine andere Form umgewandelt werden kann. Alle bisher bekannten Energieformen basieren auf den vier oben genannten Wechselwirkungen, wobei die Energie in Form von potentieller Energie in Kraftfeldern zwischen den wechselwirkenden Teilchen gespeichert ist. So wird beispielsweise bei chemischen Reaktionen elektromagnetische Energie der Elektronenhülle der Atome durch Umordnung der Elektronen und Ionen in kinetische Energie<sup>1</sup> der Reaktionspartner umgewandelt.

Jede der 4 Wechselwirkungen kann nun unter dem Gesichtspunkt ihres Potentials - große Mengen an Energie zu speichern - betrachtet werden. Allgemein ist die Gesamtenergie eines Körpers mit

---

<sup>1</sup>Die kinetische Energie ist eine Form der gravitativen Wechselwirkung, da der Ursprung der trägen Masse in der gravitativen Wechselwirkung aller anderen Massen zu suchen ist (siehe MACH'sches-Prinzip [Mac12, Sch86]).

Energieträger	WW.	Energiemenge $\Delta m = \Delta E/c^2$ [kg]	Spez. Ener- gieinhalt $\eta = \Delta m/m_0$
Kosmisches Proton $E_{kin} = 10^{20}$ eV	G	$1.8 \cdot 10^{-16}$	$10^{11}$
0.5 kg Materie + 0.5 kg Antimaterie	GESW	1	1
100 t Raumschiff mit 1% von $c$	G	5	$5 \cdot 10^{-5}$
Weltenergieverbrauch des Jahres 1994	E(S)	4324	$3.3 \cdot 10^{-10}$
Nichtperiodischer Eisenasteroid $d = 1$ km	G	40000	$10^{-8}$
Verbrennung aller Kohle, Öl und Gas	E	$3 \cdot 10^6$	$3.3 \cdot 10^{-10}$
Solarer Strahlungsfluß auf die Erde/Jahr	E	$6.2 \cdot 10^7$	1
Spaltung aller Uranvorkommen (Land+Meer)	S	$4 \cdot 10^9$	$1 \cdot 10^{-3}$
Fusion allen Deuteriums der Weltmeere zu He	S	$2 \cdot 10^{14}$	1/155
Bahnenergie der Erde im Sonnensystem	G	$2.9 \cdot 10^{16}$	$4.9 \cdot 10^{-9}$
Fusion allen Wasserstoffs der Weltmeere zu He	S	$10^{18}$	1/139
Potentielle Energie zw. Erde und Sonne	G	$1.3 \cdot 10^{19}$	$2.1 \cdot 10^{-6}$
Bahnenergie der Sonne in der Galaxis	G	$5.3 \cdot 10^{23}$	$2.7 \cdot 10^{-7}$
Ruheenergie der Erdmasse	GESW	$5.979 \cdot 10^{24}$	1
Fusion allen Wasserstoffs der Sonne zu He	S	$10^{28}$	1/139
Ruheenergie der Sonnenmasse	GESW	$1.985 \cdot 10^{30}$	1

Tab. 1.1: Entziehbare Energiemengen verschiedener Energieträger und die Art der zugrundeliegenden Wechselwirkung (WW.), (G=Gravitative WW., E=Elektromagnet. WW., S=Starke WW., W=Schwache WW.). Zahlen teilweise aus [Sch93, Fus94, Hei97].

der Geschwindigkeit  $v$  und der Ruhemasse  $m_0$  (siehe z.B. [Lan73])

$$E = \sqrt{(pc)^2 + (m_0c^2)^2} = \frac{m_0c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad \text{mit:} \quad p = \frac{m_0v}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (1.1)$$

( $c$ -Vakuumlichtgeschwindigkeit), wobei die kinetische Energie  $E_{kin} = E - E_0$  und die Ruheenergie  $E_0 = m_0c^2$  ist. Wird einem Körper (Energieträger) mit der Anfangsenergie  $E$  und der Endenergie  $E'$  die Energie

$$\Delta E = E - E' = (m - m')c^2 = \Delta m c^2 \quad (1.2)$$

entzogen, so reduziert sich seine Masse um  $\Delta m = \Delta E/c^2$ . Weiterhin ist es zweckmäßig, die Größe  $\eta := \Delta E/E_0 = \Delta m/m_0$  als *spezifischen Energieinhalt* zu definieren. Für ruhende Körper (für die meisten Energieträger ist  $v = 0$  zutreffend) gilt  $\eta = \Delta m_0/m_0 \leq 1$ . In Tabelle 1.1 sind für verschiedene Energieträger die zugrundeliegenden Wechselwirkungen und die nutzbaren Energiemengen angegeben.

Die gravitative Wechselwirkung, welche die potentielle und die kinetische Energie umfaßt, kann offensichtlich die größten spezifischen Energiemengen beinhalten, da die kinetische Energie eines Teilchens seine Ruhemasse um ein Vielfaches übertreffen kann ( $\eta \gg 1$ ). Dies findet u.a. Anwendung in der Hochenergiephysik bei Teilchenbeschleunigern<sup>2</sup>.

Erst an zweiter Stelle steht somit die Energie, die in der Ruhemasse der Materie gegenüber der bisher unentdeckten Antimaterie unseres Universums steckt, denn nur durch sie kann die gesamte Ruheenergie  $E_0 = m_0c^2$  der Materie für die Umwandlung in andere Energieformen erschlossen werden ( $\eta = 1$ ). Selbst wenn Antimaterie in größeren Mengen in nicht allzu weiter Entfernung

<sup>2</sup>Insbesondere ist es daher nicht möglich, ab einer bestimmten Geschwindigkeit von einem schnell fliegenden Raumschiff aus, z.B. Wasserstoff und Antiwasserstoff zum Zwecke der Zerstrahlung einzufangen, da der Energieverlust durch die Abbremsung den Energiegewinn übersteigen würde, es sei denn, Wasserstoff und Antiwasserstoff werden im Fluge zerstrahlt, ähnlich einem „Nachbrenner“ [Ger95]. In noch viel schärferem Maße gilt dies für das Einfangen von Wasserstoff zum Zwecke der Kernfusion. Technisch scheint dieses Problem aber nicht unlösbar zu sein.

gefunden werden sollte<sup>3</sup>, so übersteigt die Handhabung dieser Energieform bei weitem die heutigen technischen Möglichkeiten. Dem potentiellen Energiefeld, in dem die Energie zwischen Materie und Antimaterie gespeichert ist, kann merkwürdigerweise keine bestimmte Wechselwirkung zugeordnet werden. Offensichtlich sind alle Wechselwirkungen daran beteiligt (je nach Teilchensorte).

An dritter Stelle stehen die Energiemengen, denen die Kernkraft zugrunde liegt. Durch die Kernfusion von Wasserstoff zu Helium wird insgesamt  $\eta = 1/139 \approx 0.7\%$  der anfänglichen Ruheenergie des Wasserstoffs (Potentielle Energie des Kernkraftfeldes) in kinetische Energie der Fusionsprodukte umgewandelt, bei der Fusion von Deuterium zu Helium  $\eta = 1/155 \approx 0.6\%$  und bei der Spaltung von Uran immerhin noch  $\eta = 1/1000 = 0.1\%$ . Die Ruhemassenabnahme beträgt also 7 kg, 6 kg und 1 kg je Tonne Brennstoff.

Der spezifische Energieinhalt der fossilen Energieträger ist mit durchschnittlich (je nach Brennstoff)  $\eta \approx 3 \cdot 10^{-10}$  (0.3 mg/Tonne Brennstoff) vergleichsweise gering. Dies ist so, weil die Bindungsenergie der Elektronen im Atom nur einige eV beträgt, die Bindungsenergie der Nukleonen im Atomkern aber mehrere MeV. Daher ist  $\eta_{Fusion}/\eta_{Fossil} \approx 20 \cdot 10^6$ . Die Kernfusion der gleichen Ausgangsmenge Wasserstoff liefert also etwa  $10^7$  mal mehr Energie als die bloße chemische Verbrennung mit Sauerstoff.

### 1.1.2 Energiebedarf auf der Erde

Wie aus Tab. 1.1 zu entnehmen ist, ist der solare Strahlungsenergiefluß auf die Erde (außerhalb der Erdatmosphäre) im Jahr um etwa einen Faktor  $10^4$  größer als der Energieverbrauch der Weltbevölkerung des Jahres 1994. Prinzipiell sollte es daher möglich sein, den gegenwärtigen Energiebedarf der Menschen auf der Erde mit einem kleinen Teil des solaren Strahlungsenergieflusses zu decken, ohne die Energiebilanz des Gesamtökosystems Erde nennenswert zu stören.

Der Weltprimärenergieverbrauch des Jahres 1994 war  $E = 3.89 \cdot 10^{20}$  J. Daraus ergibt sich eine mittlere Leistung von  $\bar{P} = 1.23 \cdot 10^{13}$  W. Nach [Hei97] beträgt die jährliche solare Strahlungsenergiemenge im trockenen Sonnengürtel<sup>4</sup> der Erde mindestens etwa 2000 kWh pro m<sup>2</sup> Bodenfläche. Dies entspricht einer mittleren Intensität von etwa  $\bar{I}_{rad} = 230$  W/m<sup>2</sup> (gemittelt über Tag, Nacht und Jahreszeiten). Unter der Annahme eines Licht- zu Strom-Umwandlungswirkungsgrades von 20%<sup>5</sup> ergibt sich eine verfügbare mittlere elektrische Leistungsdichte von  $\bar{I}_{elektr} \approx 50$  W/m<sup>2</sup>. Daraus folgt eine notwendige Fläche von  $A = \bar{P}/\bar{I}_{elektr} \approx 250\,000$  km<sup>2</sup>, welche möglichst gleichmäßig entlang des Sonnengürtels, vornehmlich auf die Wüstengebiete (siehe Abb. 1.1), verteilt werden sollte. Diese Fläche ist immer noch klein gegenüber der der Sahara, welche ca. 9 000 000 km<sup>2</sup> umfaßt. Für den Fall, daß direkt Elektrizität erzeugt wird, sollten Gebiete bevorzugt werden, in deren Nähe viele Menschen leben, da sonst die Übertragungsverluste zu hoch werden. Besser wäre eine Energiespeicherung durch die Wasserspaltung<sup>6</sup>. Der gewonnene Wasserstoff kann dann an jeden beliebigen Ort zum Verbraucher transportiert werden. Kraftfahrzeuge werden mit Brennstoffzellen, in denen der Wasserstoff mit Luftsauerstoff verbrannt wird, angetrieben (Wirkungsgrad ca. 60% [Hei97]). Die Technologie der Brennstoffzellen ist schon sehr weit entwickelt. Seit kurzem werden kommerzielle Brennstoffzellensysteme für die Gesamtenergieversorgung von Wohnhäusern angeboten. Sie liefern Wärme- und Elektroenergie aus Erdgas<sup>7</sup>, welches in einer vorgeschalteten Reformierstufe zu Wasserstoff aufbereitet wird [Zit98].

<sup>3</sup>Das Alpha-Magnet-Spektrometer (AMS) Experiment, welches auf der neuen Internationalen Raumstation (ISS) mitfliegen soll, hat die Aufgabe, kosmische Antikernmaterie zu suchen; insbesondere Antiheliumkerne.

<sup>4</sup>Gebiet innerhalb  $-40^\circ \dots +40^\circ$  geographischer Breite.

<sup>5</sup>Photovoltaische Solarzellen haben z.Z. einen Wirkungsgrad von 10...20%, solarthermische Turmkraftwerke dagegen bis zu 35% [Hei97].

<sup>6</sup>Möglich durch Elektrolyse (Gesamtwirkungsgrad nur etwa 10% wegen Solarzellen), oder durch 2-stufigen katalytischen Prozeß mittels Eisenoxid und Solarwärme bei 1100°C ( $\text{Fe}_2\text{O}_3 \rightarrow 2\text{FeO} + \frac{1}{2}\text{O}_2$ ,  $2\text{FeO} + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{Fe}_2\text{O}_3 + \text{H}_2$ , Gesamtwirkungsgrad ca. 50% [Hei97].

<sup>7</sup>Erdgas besteht zu etwa 75% aus Methan ( $\text{CH}_4$ ).



Abb. 1.1: Wüstengebiete der Erde [Mic97]. Die Sahara hat eine Ausdehnung von ca.  $2000 \text{ km} \times 5000 \text{ km}$  und eine Fläche von ca.  $9 \text{ Mio. km}^2$  (größte Wüste der Erde). Zur Deckung des Weltprimärenergiebedarfs ist eine Fläche von etwa  $250\,000 \text{ km}^2$  notwendig. Diese Fläche entspricht etwa zweidrittel der Fläche Deutschlands oder nur knapp 3 % der Fläche der Sahara (siehe rotes Quadrat).

Ein Teil des solaren Strahlungsenergieflusses *könnte* also den Gesamtenergiebedarf der Weltbevölkerung auf der Erde bis in ferne Zukunft decken, *falls* einmal die Notwendigkeit dafür bestehen sollte. Technisch gesehen scheint dem prinzipiell nichts entgegenzustehen, wobei der Aufwand aber nicht zu unterschätzen ist, solch eine letztlich doch große *Nettofläche* vollständig mit Solarzellen, Spiegeln o.ä. (ohne Lücken!) auszufüllen. Ob dies jemals wirtschaftlich rentabel realisierbar sein wird, kann hier in diesem Rahmen nicht beurteilt werden. Momentan jedenfalls sind die Kosten für die Sonnenenergienutzung, verglichen mit den fossilen Energieträgern, meist noch viel höher. Dies ist aber wahrscheinlich nicht mehr lange so, da die fossilen Energieträger immer knapper werden und die Kosten einer Klimaänderung (Klimachaos?) durch den  $\text{CO}_2$  Anstieg und anderer Treibhausgase wie Methan, FCKW's und insb. Wasserdampf, in der Atmosphäre miteinzubeziehen sind. Der  $\text{CO}_2$ -Äquivalent-Gehalt an Treibhausgasen in der Atmosphäre ist in den letzten 200 Jahren von  $0.28 \text{ }^\circ/\text{oo}$  um über 50 % auf  $0.44 \text{ }^\circ/\text{oo}$  angestiegen [Hei97]. Dies stellt ein gefährliches Experiment dar, dessen Ausgang nur schwer absehbar ist.

### 1.1.3 Energiebedarf im Weltraum

Im Bereich der Raumfahrt sind die benötigten Energiemengen und -dichten um einige Größenordnungen höher als bei erdgebundenen Aktivitäten. Dies soll an einem kleinen Beispiel verdeutlicht werden.

Um die Geschwindigkeit eines „handlichen Shuttles“ der Startmasse  $m_0 = 1000 \text{ kg}$  (etwa eine Automasse) um etwa  $\Delta v = 11.2 \text{ km/s}$  (Erdfluchtgeschwindigkeit) zu ändern, ist nach der Raketen- grundgleichung

$$\Delta v = c_e \ln \left( \frac{m_0}{m_0 - m_T} \right) \quad (1.3)$$

mit einer Treibstoffmasse von  $m_T = 50 \text{ kg}$  (5% von  $m_0$ , etwa Benzinvorrat eines Autos) eine Treibstoffausströmgeschwindigkeit von  $c_e \approx 218 \text{ km/s}$  notwendig. Die Schubkraft sei

$$F_s = m_0 g_0 \approx 10^4 \text{ N} \quad (1.4)$$



( $g_0 \approx 10 \text{ m/s}^2$ -Fallbeschleunigung an Erdoberfläche). Der Massendurchsatz ist somit

$$\dot{m} = \frac{F_s}{c_e} \approx 46 \text{ g/s} \quad (1.5)$$

und die Antriebsleistung

$$P = \frac{\dot{m}c_e^2}{2} = \frac{F_s c_e}{2} \approx 1.1 \text{ GW} \quad (1.6)$$

während einer Brenndauer von  $t_B = m_T/\dot{m} \approx 18 \text{ min}$ . Die umgesetzte Energie ist damit  $\Delta E = P t_B \approx 1.2 \cdot 10^{12} \text{ J}$  bzw.  $\Delta m = \Delta E/c^2 \approx 13 \mu\text{g}$ . Mit den spezifischen Energieinhalten  $\eta$  aus Tab. 1.1 ergeben sich die Energieträgermassen  $m_E = \Delta m/\eta$  für die verschiedenen Energieträger zu

$$m_E(\text{H, D Fusion}) \approx 2 \text{ g}, \quad m_E(\text{U Spaltung}) \approx 13 \text{ g}, \quad m_E(\text{Kohle, Öl, Gas}) \approx 40 \text{ t}. \quad (1.7)$$

Dies zeigt, daß konventionelle chemische Energieträger, aufgrund ihrer niedrigen Energiedichte, vollkommen indiskutabel sind. Um relevante Beschleunigungen mit kleinen Massendurchsätzen und hohen Ausströmgeschwindigkeiten zu erreichen, sind sehr hohe Leistungen notwendig. Gelänge dies, so wäre nur noch eine Antriebsstufe notwendig, die gelegentlich mit Treib- bzw. Brennstoff nachgetankt werden muß. Die Frage, wie so hohe Ausströmgeschwindigkeiten des Treibgases (genauer des Plasmas) zu erreichen sind, kann mit Hilfe der Plasmaphysik beantwortet werden.

#### 1.1.4 Kernfusion und Raumfahrt

Aus dem vorherigen Abschnitt folgt, daß das Hauptproblem der heutigen Raumfahrt ein Antriebs- bzw. Energieproblem ist. Die notwendigen Energiemengen können nach heutigem Ermessen nur die Kernfusion bzw. -spaltung und die Antimaterie liefern (möglichst großes  $\eta$ ). Die konventionellen Energieträger sind um Größenordnungen zu ineffizient ( $\eta \ll 1$ ). Da bisher in der erreichbaren kosmischen Umgebung keine „Antimaterielagerstätten“ gefunden wurden, bleiben nur die Kernfusion und -spaltung als Energiequelle.

Der für die Raumfahrt in Frage kommende Kernbrennstoff leitet sich aus der Elementhäufigkeit im Weltraum ab. Die häufigsten nach Gewichtsanteilen sind Wasserstoff (73%) und Helium (25%) [Bur96]. Schwerere Elemente als Eisen sind extrem selten. Deshalb kommt die Kernspaltung von Uran bzw. Thorium usw., als Energiequelle für die Raumfahrt auf längere Sicht nicht in Betracht.

Aus der heutigen Perspektive ist daher die Kernfusion von Wasserstoff, Deuterium und Tritium zu Helium, die einzige langfristig für die Zukunft mögliche Energiequelle ausreichender Leistung und Energiedichte zum Betrieb von Raumfahrzeugen. Soll also die Raumfahrt, vor allem die bemannte, in absehbarer Zeit einen großen Fortschritt erfahren, dann benötigt sie sobald als möglich die Kernfusionstechnologie.

Ein Projekt mit dem Ziel des Baus eines Fusionsantriebs könnte die Fusionsforschung (Bau von ITER und DEMO) vielleicht viel stärker beschleunigen, als „nur“ die Einsicht, daß die konventionellen Energieträger (Kohle, Öl, Gas, Uran) irgendwann einmal zuende gehen könnten. Diese werden vermutlich noch viele Jahrzehnte bis Jahrhunderte zur Verfügung stehen und billiger sein, weshalb die Zeit nicht drängt, ein Fusionskraftwerk zu bauen. Außerdem werden in zunehmendem Maße die regenerativen Energieformen (Windenergie, Off-Shore Windparks, Wasserkraft, Solarthermik, Photovoltaik, Vergasung von Biomasse, etc.) ausgebaut, mit dem erklärten Ziel, nach und nach zuerst die Kernspaltungskraftwerke zu ersetzen und danach die Verbrennung von fossilen Energieträgern zu reduzieren (Reduktion der  $\text{CO}_2$  Emission). Für die Energieversorgung auf der Erde ist dieses Vorgehen aus ökologischer Sicht vollkommen richtig<sup>8</sup>. Vielleicht lernt die Menschheit ja, be-

<sup>8</sup>Die Nutzung der Sonnenenergie beeinflusst im wesentlichen nur die *lokale* Energiebilanz der Erde (Wetter) und kaum die *globale* (Klima). Es findet nur eine Umverteilung der Energieflüsse statt (z.B. Wüstengebiete werden kälter und Städte wärmer). Eine übermäßige und maßlose Nutzung der Kernfusion dagegen kann jedoch zu einem direkten Treibhauseffekt führen, da die dabei erzeugte Wärme dann einen nicht unerheblichen zusätzlichen *Heizterm* in der Energiebilanz der Erde darstellt. Nichtbeschränkung kann somit zum „Wärmetod“ der Erde führen.

vor die fossilen Brennstoffvorräte aufgebraucht sind, wie sie mit der ihr vom Fusionsreaktor-Sonne zugestrahlten Energie auskommt und ist dann auf irdische Kernenergieumwandlung gar nicht mehr angewiesen? Dies würde aber bedeuten, daß die Notwendigkeit die Fusionsenergie zu erschließen, bei fehlendem Interesse an Raumfahrt und astrophysikalischer Erkundung des Weltalls, immer weiter in den Hintergrund rücken könnte.

Glücklicherweise scheint aber das Interesse an Raumfahrt und astrophysikalischer Erkundung des Weltalls immer mehr zu wachsen. Die Astronomie spielte schon seit alters her eine große Rolle für das Weltbild; die Raumfahrt kann helfen dieses zu erweitern. Wer würde denn nicht mal einen Shuttleflug um die Erde machen wollen, um sie sich von außen anzusehen, wenn die Kosten für einen Flug bezahlbar wären? Heute, dreißig Jahre nach der ersten Mondlandung, ist dies trotz aller technischen Fortschritte für den Einzelnen immer noch nicht möglich. Viel wichtiger jedoch, scheint der Aufbau eines Asteroidenfrühwarn- und Ablenkensystems zu sein, falls die Absicht besteht die Erde längerfristig zu bewohnen.

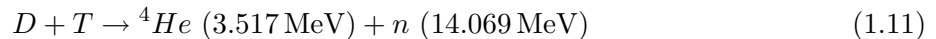
Die Haupteinsatzbereiche der Kernfusion werden zukünftig klar im extraterrestrischen Bereich liegen, da hier ganz andere Größenordnungen von Energien benötigt werden. Für die wirkliche bemannte Erforschung der Tiefen des Weltraumes ist die Beherrschung der kontrollierten Kernfusion unabdingbar, anderenfalls wären die Menschen für alle Zeit physisch auf die Erde beschränkt, was unglaublich erscheint. Die Neugier nach dem Unbekannten als starker Motivationsfaktor sollte nicht ungenutzt bleiben, um die Fusionsforschung zügig voranzutreiben.

### 1.1.5 Kernfusion und Plasmaphysik

Um die Kerne von Wasserstoff ( $^1\text{H}$  oder  $p$ ), Deuterium ( $^2\text{H}$  oder  $D$ ) oder Tritium ( $^3\text{H}$  oder  $T$ ) zu Helium ( $^4\text{He}$ ) zu fusionieren<sup>9</sup>, ist die Überwindung der langreichweitigen COULOMB-Abstoßung der Protonen der Kerne notwendig. Dafür müssen sie eine bestimmte kinetische Mindestenergie besitzen<sup>10</sup>. Da  $^4\text{He}$  zwei Neutronen besitzt, ist die  $^1\text{H}$ -Fusion<sup>11</sup>, welche im Sonneninneren stattfindet,



außerdem noch von der schwachen Wechselwirkung abhängig (siehe Abb. 1.2). Der extrem kleine Wirkungsquerschnitt der schwachen Wechselwirkung bestimmt die Gesamtrate der  $^1\text{H}$ -Fusion. Deshalb kommt sie bei den z.Z. erreichbaren Plasmaparametern für irdische Fusionsexperimente vorerst nicht in Frage. Hier wird stattdessen die DT-Reaktion



favorisiert<sup>12</sup>. Sie besitzt den größten Wirkungsquerschnitt, die weitaus größte Fusionsleistungsdichte und ihr Wirkungsquerschnittsmaximum liegt bei der kleinsten Relativenergie (64 keV) im Vergleich zu allen anderen Fusionsreaktionen. Da der Wirkungsquerschnitt für COULOMB-Stöße in diesem Energiebereich um etwa einen Faktor 10...100 größer ist, müssen die D-T-Kerne im zeitlichen Mittel entsprechend oft stoßen, bevor eine Fusionsreaktion erfolgt [Sch93, Fus94].

Daraus ist zu sehen, daß ein sich selbsterhaltender Fusionsprozeß nur in einem ausreichend eingeschlossenen Plasma erfolgen kann, welches eine Mindesttemperatur und -dichte besitzt, bei der entsprechend der MAXWELLSchen-Geschwindigkeitsverteilung genügend Teilchen mit ausreichender

<sup>9</sup>Die hochgestellten Zahlen geben die atomare Massenzahl  $A$  an.

<sup>10</sup>Um zwei Protonen auf einen Abstand von  $10^{-15}\text{m}$  zu bringen (ab dort beginnt die kurzreichweitige Kernkraft zu wirken), ist eine Energie von etwa 1.4 MeV notwendig (ohne Tunneleffekt).

<sup>11</sup>Hier sind nur die häufigsten Reaktionen angegeben. Weiterführendes siehe [Gro89, Sch93, Kra94].

<sup>12</sup>Das in der Natur sehr seltene Tritium ( $T$ , Halbwertszeit 12.3 Jahre) kann aus dem reichlich vorhandenen Lithium ( ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$  (92.6%)) durch Neutroneneinfang „erbrütet“ werden.

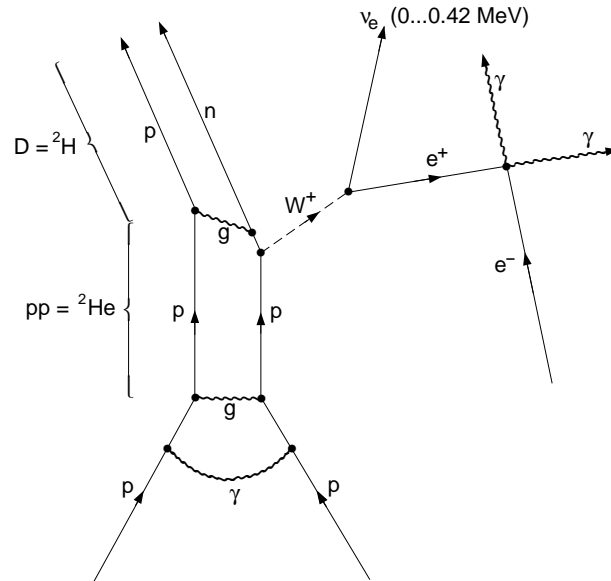


Abb. 1.2: FEYNMAN-Diagramm der  $pp$ -Reaktion ( $p + p \rightarrow D + e^+ + \nu_e + 0.42 \text{ MeV}$ ) in der Sonne. Nach Überwindung der COULOMB-Abstoßung zweier Protonen ( $p$ ) bildet sich ein Di-Proton ( $pp$ ). Dieses ist instabil und geht gelegentlich durch Emission eines  $W^+$ -Bosons, welches in ein Positron ( $e^+$ ) und ein Elektronen-Neutrino ( $\nu_e$ ) zerfällt, in ein Deuteron ( $D$ ) über. Die hierbei freiwerdende kinetische Energie von  $0.42 \text{ MeV}$  teilt sich kontinuierlich zwischen Positron und Neutrino auf (im Mittel jeweils  $0.26 \text{ MeV}$ ). Das Positron zerstrahlt sobald es auf ein Plasmaelektron ( $e^-$ ) trifft. Dabei wird zusätzlich eine Energie von  $2m_e c^2 = 1.022 \text{ MeV}$  frei. Pro  $pp$ -Reaktion wird dem Plasma also im Mittel eine Energie von  $1.022 + 0.26 = 1.282 \text{ MeV}$  zugeführt. Der Einfluß der Kernkraft (starke WW.) wird durch Gluonen ( $g$ ) dargestellt. Gibt es eine Möglichkeit die  $pp$ -Reaktion zu katalysieren?

kinetischer Energie hinreichend oft zusammenstoßen können. Solch ein Plasma befindet sich im Sonneninneren ( $T \approx 15 \text{ Mio. K} \approx 1.3 \text{ keV}$ ). Alle Teilchen (elektrisch geladene und ungeladene) werden hier durch die Schwerkraft, die von den Teilchen selbst ausgeht, eingeschlossen. Sterne bilden somit einen natürlichen über Zeiträume von Milliarden von Jahren stabilen Fusionsreaktor.

Um solch ein heißes Plasma (für die DT-Reaktion sind mindestens  $100 \text{ Mio. K} \approx 10 \text{ keV}$  notwendig) auf der Erde einzuschließen, ist die Schwerkraft der demgegenüber nur sehr kleinen Plasmamasse viel zu gering. Da aber das Plasma bei den für die Fusion erforderlichen Temperaturen fast vollständig ionisiert ist, besteht es fast nur aus elektrisch geladenen Teilchen (Ionen und Elektronen). Diese können daher in einem in sich geschlossenen magnetischen Feld (Käfig) eingeschlossen werden, ohne daß sie mit der Reaktorwand direkt in Berührung kommen, da solch hohe Temperaturen (Energieflußdichten) kein bekanntes Material aushalten würde.

Eine weitere Möglichkeit ist die Trägheitsfusion. Hier wird ein nur millimetergroßes gefrorenes DT-Kügelchen mit kurzen Laserpulsen hoher Leistung oder energiereichen Schwerionen beschossen. Durch das explosionsartige Abstoßen der äußeren Hülle wird das Innere des Kügelchens so extrem komprimiert und aufgeheizt, daß die Kernfusion zündet. Innerhalb der Einschlußzeit, welche durch die Trägheit mitbestimmt wird, kann das meiste Plasma zu Helium fusionieren.

Die wohl eleganteste Möglichkeit ist die myonenkatalysierte „kalte Fusion“ [Raf87]. Das Myon ist wie das Elektron elektrisch negativ geladen und hat einen Spin von  $1/2$ , ist aber etwa 207 mal schwerer (mit entsprechend kleinerem magnetischen Moment) und hat nur eine Lebensdauer von  $2.2 \mu\text{s}$ . Wird das Elektron im Deuteriumatom durch ein Myon ersetzt, so reduziert sich der BOHR'sche-Bahnradius auf  $r_{B_\mu} = r_{B_e}/207 \approx 2 \cdot 10^{-13} \text{ m}$ . Dieser Abstand reicht nun aus, damit ein Myon innerhalb seiner Lebensdauer genügend  $D\mu T$ -Moleküle zu Helium, aufgrund des Tunneffekts, katalysieren kann. Berechnungen zufolge liegt aber die Fusionsrate knapp unterhalb der, die für einen Nettoenergiegewinn notwendig wäre. Eine Ursache ist, daß das Myon mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit an einem entstandenen Heliumkern gebunden bleibt. Das Problem könnte u.a. durch eine energetisch günstigere Produktion der Myonen gelöst werden.

Insgesamt bleibt festzuhalten, daß bis auf die myonenkatalysierte Fusion, sehr heiße Plasmen notwendig sind, um ausreichend hohe Fusionsraten zu ermöglichen. Eine Abschätzung der dafür notwendigen Plasmamparameter liefert das Fusionsprodukt

$$s = p \tau_E = 2nk_B T \tau_E, \quad (1.12)$$

welches die Dimension einer *Wirkungsdichte* (Energiedichte mal Zeit) besitzt. Hierbei ist  $n$  die Plasmadichte,  $T$  die Plasmatemperatur und  $\tau_E$  die Energieeinschlußzeit. Ein D-T-Plasma brennt selbständig, wenn  $s \gtrsim 10^6$  Pa·s erfüllt ist [Sch93, Fus94]. Der Plasmadruck ist dabei von der Größenordnung  $p \approx 10^5$  Pa  $\approx 1$  atm ( $n \approx 10^{20}$  m $^{-3}$ ,  $T \approx 10$  keV) und die Energieeinschlußzeit ist etwa  $\tau_E \approx 10$  s.

## 1.2 Magnetisch eingeschlossene Plasmen

### 1.2.1 Fusionsexperimente

Die Untersuchung von heißen Plasmen in magnetischen Feldern zum Zwecke der Kernfusion begann in den 50'er Jahren. Zuerst wurden lineare Magnetfeldanordnungen untersucht (Spiegelmaschinen, Pinche), wobei sich schnell herausstellte, daß die Teilchenverluste an den Enden unvermeidbar hoch sind. Daraufhin ging man zu toroidal geschlossenen Magnetfeldanordnungen über. Bei ihnen wird hinsichtlich der Magnetfelderzeugung zwischen zwei Bauformen unterschieden, den Tokamaks und den Stellaratoren.

Das Tokamakprinzip wurde Mitte der 50'er Jahre in der ehemaligen Sowjetunion entwickelt [Art72]. Tokamak ist ein russisches Akronym das sinngemäß „Toroidale Kammer mit Magnetfeldspule“ bedeutet. Beim Tokamak wird das toroidale Magnetfeld durch äußere ebene poloidale Spulen erzeugt. Da ein rein toroidales Magnetfeld keinen stabilen Plasmaeinschluß ermöglicht, wird zusätzlich eine Poloidalkomponente des Magnetfeldes benötigt, welche eine Verschraubung des Magnetfeldes bewirkt. Das Poloidalfeld wird durch einen toroidalen Plasmastrom erzeugt, welcher durch einen äußeren Transformator induziert wird. Dies hat unmittelbar zur Folge, daß der Tokamak keinen stationären Betrieb ermöglicht, da der Transformatorstrom nicht unbegrenzt erhöht werden kann, um den Plasmastrom aufrecht zu erhalten.

Anders ist es beim Stellarator, bei ihm werden toroidales und poloidales Magnetfeld gemeinsam durch äußere nichtebene Spulen erzeugt. Dadurch ist kein toroidaler Plasmastrom mehr notwendig (welcher außerdem für eine spezielle Klasse von Instabilitäten verantwortlich ist), der Transformator entfällt, und der Stellarator kann stationär betrieben werden, was für ein kontinuierlich energielieferndes Fusionskraftwerk von großem Vorteil ist. Dieses Prinzip wurde erstmals im Jahre 1958 vorgestellt [Spi58]. Der Name Stellarator steht für „Sternenfeuer“ (lat.: stella = Stern). Einer der am weitesten optimierten Stellaratoren ist der W7-X (Wendelstein<sup>13</sup> 7-X), welcher über modulare nichtebene supraleitende Spulen verfügen wird [Gri93]. Der gesamte Experimentkomplex befindet sich momentan in Greifswald/Mecklenburg-Vorpommern im Aufbau.

### 1.2.2 Plasmagenerator PSI-1/2

Der Plasmagenerator<sup>14</sup> PSI-1 (siehe Abb. 2.1, S. 18) ist eine Gleichstrombogenentladung mit linearer Magnetfeldkonfiguration. Er wurde 1992 im neu gegründeten Berliner Institutsteil des Max-Planck-Instituts für Plasmaphysik (IPP-Garching) in Betrieb genommen. Seine Aufgabe ist es, ein Plasma bereitzustellen, welches mit dem Randschichtplasma der Fusionsexperimente vergleichbar ist. Untersuchungsschwerpunkte bilden die Plasmawandwechselwirkung (chemische Erosion, thermische

<sup>13</sup>Benannt nach dem gleichnamigen Berg südöstlich von München.

<sup>14</sup>Ursprünglich Plasmasimulator.

Belastung), die Diagnostikentwicklung (Spektroskopie, Sonden) und das Studium der grundlegenden Plasmaphysik (Transport, Einschluß, Instabilitäten).

Von wesentlichem Vorteil ist, daß ein stationärer Plasmastrahl zur Verfügung steht, der Langzeitexperimente wie die Untersuchung der chemischen Erosion erst systematisch ermöglicht. Insbesondere ist dies aber auch für die Entwicklung und Erprobung neuer Plasmadiagnostiken günstig, da mehr Testzeit zur Verfügung steht und Variationen der Plasmaparameter kontrollierter vorgenommen werden können. Ein bestimmtes Plasmaregime läßt sich relativ exakt aufgrund der geringeren Komplexität der Maschine reproduzieren.

Der PSI-1 wurde im Laufe des Jahres 1998 zum PSI-2 umgebaut (siehe Abb. 6.1, S. 114). Die wesentlichen Unterschiede zum PSI-1 bestehen in den zwei zusätzlichen Magnetfeldspulen (höheres und homogeneres Magnetfeld), in der größeren Targetkammer mit jetzt drei Flanschebenen (mehr Diagnostikports) und in der mit einem vakuumdichten Schieber abtrennbaren und separat gepumpten Neutralisatorkammer (Einbringung axial verfahrbarer Targets).

Weltweit gibt es noch zwei weitere mit dem PSI-2 vergleichbare Experimente. PISCES-B an der Universität San Diego in den USA und NAGDIS-II an der Universität Nagoya in Japan.

## 1.3 Instabilitäten und Fluktuationen

Ein System, welches sich anfangs in einer Gleichgewichtslage befindet, wird als instabil bezeichnet, wenn es eine kleine Störung nicht kompensieren kann, sondern verstärkt und sich somit immer weiter von der Ausgangsgleichgewichtslage entfernt. Das anschaulichste Beispiel hierfür ist eine ruhende Kugel auf einer Spitze. Da in einem System aber nur eine endliche Menge freier Energie zur Verfügung steht, kann die Störung nicht unbegrenzt anwachsen, sondern sie sättigt, und es stellt sich u.U. eine neue stabilere Gleichgewichtslage ein (Kugel liegt in einem Tal). Wird die kinetische Energie nicht schnell genug dissipiert, so können außerdem Schwingungen auftreten.

Die Physik versucht nun zu verstehen, welche Bedingungen zu Instabilitäten führen und welche Mechanismen ihnen zugrunde liegen. In Vielteilchensystemen, wie zum Beispiel einem strömenden Gas oder Plasma, kann durch Einwirkung einer Störung eine vorher laminare Strömung in eine turbulente umschlagen, was i.a. unerwünscht ist (z.B. bei der Strömung an einer Flugzeugtragfläche). Besonders interessant ist, daß Vielteilchensysteme häufig zur Strukturbildung neigen (Wellen, Wirbel, Konvektionszellen). Es entsteht eine kollektive Dynamik, deren Mechanismus es zu erforschen gilt, um Aussagen über die Stabilität und die Parameterabhängigkeit dieser Erscheinungen zu erhalten.

In einem magnetisierten Plasma mit periodischen Randbedingungen (Zylinder, Torus, Kugel) treten nahezu unvermeidbar sogenannte *turbulente Moden* auf. Eine turbulente Mode ist eine kurzzeitige wellenartige Störung (z.B. des Plasmadrucks) mit einer durch die Randbedingungen (Geometrie des Plasmas) bestimmten Wellenlänge diskreter Modenzahl. In der Regel werden mehrere Moden gleichzeitig angeregt, die aber verschiedene Anwachsraten besitzen. Wird die Amplitude einer Mode mit der Zeit so groß, daß sie von der Größenordnung des Mittelwertes der gestörten Plasmagröße ist, dann beginnt die Mode auf ihren eigenen Entstehungsmechanismus zurückzuwirken und wird nichtlinear. Ist die Rückkopplung sehr stark, so zerstört sich die Mode selbst oder wechselwirkt mit einer anderen, um darauf gegebenenfalls erneut anzuwachsen. Das Zeitverhalten der Mode wird turbulent und ihre Amplitude fluktuiert.

Solche Moden haben einen großen Einfluß auf den magnetischen Plasmaeinschluß. Gelingt es ihre Mechanismen zu verstehen, ist es vielleicht möglich, sie so zu beeinflussen, daß der radiale Teilchen- und Energietransport gesteuert werden kann.

### 1.3.1 Die universelle Driftinstabilität

Laborplasmen besitzen notwendigerweise eine endliche Ausdehnung. Um sie von materiellen Wänden fern zu halten, werden sie in magnetischen Feldern eingeschlossen; im einfachsten Fall durch ein axiales homogenes Magnetfeld  $B_z$ . Dadurch entsteht eine zylindrische Plasmasäule<sup>15</sup>. Am Plasmarand bildet sich ein Druckgradient und in den meisten Fällen ein radiales elektrisches Feld<sup>16</sup>  $E_r$  aus. Elektronen und Ionen (bei kleinen Gyoradien) beginnen in azimuthaler Richtung mit der Geschwindigkeit  $v_{\theta_{e,i}} = -E_r/B_z + 1/(q_{e,i}n)\partial p/\partial r$  (mit  $q_e = -e$  und  $q_i = +e$ ) zu driften; es entsteht eine azimuthale Nettostromdichte  $j_\theta = en(v_{\theta_i} - v_{\theta_e})$ . Da die Driften senkrecht zum magnetischen Feld  $B_z$  erfolgen, wirkt eine LORENTZ-Kraftdichte  $j_\theta B_z$  auf die Teilchen. Sie stellt das Gleichgewicht zum Druckgradienten her  $j_\theta B_z = \partial p/\partial r$ .

Dieses Driftgleichgewicht am Plasmarand ist instabil gegen Druckstörungen. Das Plasma reagiert darauf mit in der Amplitude ständig anwachsenden *Driftwellen*. Dieses Phänomen wird *universelle Driftinstabilität* genannt, da es am Rand nahezu eines jeden Laborplasmas an der Stelle des Maximums von  $|\nabla p|$  bzw.  $|v_{\theta_e} - v_{\theta_i}|$  auftritt.

Die Wellenbewegung findet im wesentlichen in azimuthaler Richtung statt. Nur ganzzahlige Vielfache  $m_\theta$  der azimuthalen Wellenlänge  $\lambda_\theta$  sind möglich  $2\pi r_m = m_\theta \lambda_\theta$  ( $r_m$ -Modenradius), da die Störungen azimuthal stetig ineinander übergehen müssen. Sie werden als Driftwellen-*Moden* der Modenzahl  $m_\theta$  bezeichnet. Zusätzlich existiert eine axiale Verschraubung der Driftwelle, die durch eine axiale Modenzahl  $m_z$  beschrieben werden kann. In den meisten Fällen (so auch beim PSI-1) ist sie aber sehr klein  $m_z \ll m_\theta$ , was mit der hohen parallelen Leitfähigkeit zu erklären ist.

Ist die mittlere freie Weglänge zwischen zwei Stößen der Elektronen mit Ionen oder Neutralen  $\lambda_e := \lambda_{ei}$ ,  $\lambda_{e0}$  groß gegen die azimuthale Wellenlänge der Driftwelle  $\lambda_e \gg \lambda_\theta$ , so handelt es sich um *stoßfreie* Driftwellen, anderenfalls  $\lambda_e \ll \lambda_\theta$  um *resistive* Driftwellen.

#### 1.3.1.1 Driftwellenmodell in ebener Geometrie

Abbildung 1.3 (links) zeigt die Topologie einer Driftwelle in einem zylindrischen Plasma. Sie besitzt sowohl eine azimuthale ( $v_{ph_\theta}$ ) als auch eine parallele Phasengeschwindigkeit ( $v_{ph_z}$ ). Die Verschraubung ist übertrieben dargestellt; meist gilt  $v_{ph_z} \gg v_{ph_\theta}$ . Während die parallele Phasengeschwindigkeit nicht größer als die thermische Elektronengeschwindigkeit sein kann ( $v_{ph_z} \leq v_{the}$ ), kann die azimuthale Phasengeschwindigkeit nicht größer als die azimuthale Elektronendriftgeschwindigkeit sein ( $v_{ph_\theta} \leq v_{\theta_e}$ ). Dies soll im folgenden kurz abgeleitet werden (siehe dazu [D'A63a, Che64, Che84, Swa89]). Der rechte Teil von Abb. 1.3 zeigt dazu eine Prinzipskizze in ebener Geometrie.

Wird die Elektronentemperatur als konstant angesehen ( $\nabla T_e = 0$ ,  $T_{e1} = 0$ ) und werden die endlichen Ionengyoradieneffekte vernachlässigt ( $T_i \rightarrow 0$ ), so kann die Druckstörung durch eine Dichtestörung  $n_1$  beschrieben werden ( $n = n_0 + n_1$ ,  $n_0$ -mittlere Dichte,  $n_1 \ll n_0$ ). Tritt nun eine zufällige Dichtestörung auf, so reagieren die Elektronen parallel zum Magnetfeld schneller als die Ionen; es findet eine *parallele* Ladungstrennung statt und es entsteht eine Potentialstörung  $\phi_1$ . Die Dichtestörung ist mit der Potentialstörung durch die linearisierte BOLTZMANN-Relation der Elektronen verbunden

$$\frac{n_1}{n_0} = \frac{e\phi_1}{k_B T_e} . \quad (1.13)$$

Da die Dichte- und die Potentialstörung das gleiche Vorzeichen haben, sind sie genau in Phase. Durch die sich entwickelnde periodische Potentialstörung entsteht ein periodisches elektrisches Feld

<sup>15</sup>Zylinderkoordinaten:  $r$ ,  $\theta$ ,  $z$ .

<sup>16</sup>Kommt die Iontemperatur in die Nähe der Elektronentemperatur, dann sind die Gyoradien der Ionen viel größer als die der Elektronen (wegen  $m_i \gg m_e$ ). Am Plasmarand treten dadurch im Mittel mehr Ionen als Elektronen aus; es findet Ladungstrennung statt. Das selbstkonsistent entstehende radiale elektrische Feld gewährleistet den Einschluß der Ionen.

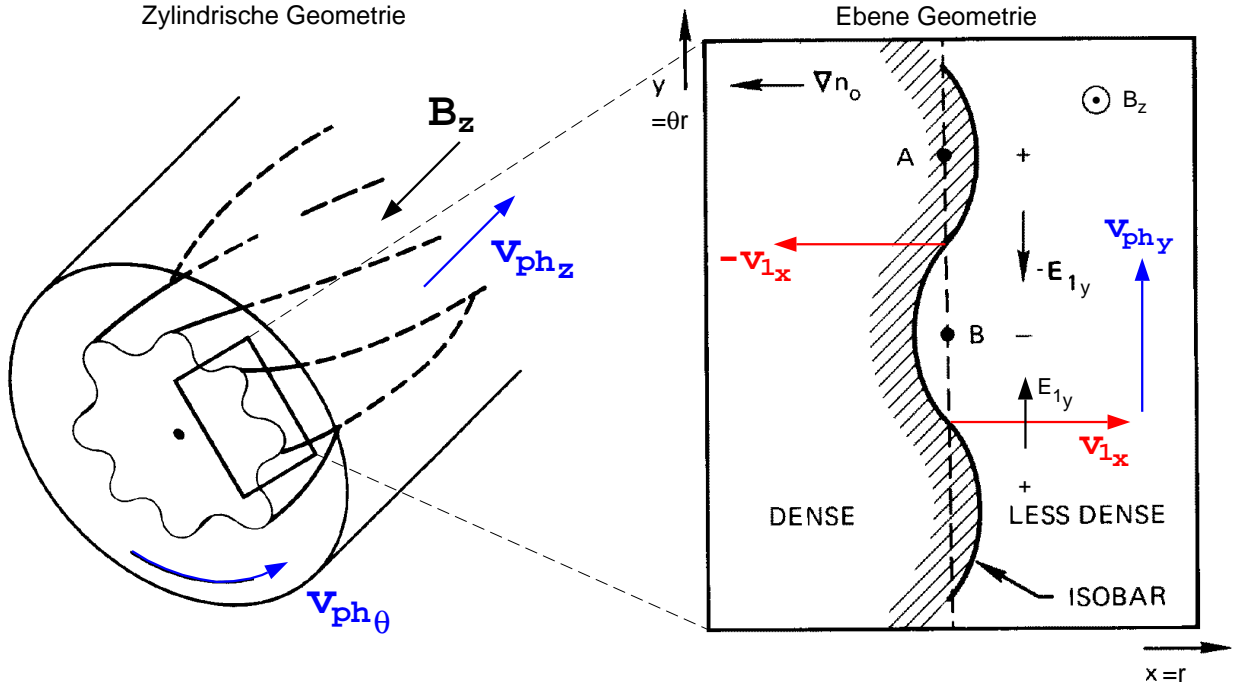


Abb. 1.3: Elektronendriftwelle in einem zylindrischen Plasma (links) und in ebener Geometrie (rechts). Die Verschraubung ist übertrieben dargestellt. Durch die senkrechten Driften kommt es zu einer kontinuierlichen Verschiebung der Isobaren, was die Phasengeschwindigkeit der Driftwelle darstellt (nach [Che84]).

$E_{1y}$ , welches um  $-\pi/2$  gegen  $n_1$  phasenverschoben ist. Dieses führt zu einer senkrechten Driftgeschwindigkeit von

$$v_{1x} = \frac{E_{1y}}{B_z} = \frac{-ik_y \phi_1}{B_z} . \quad (1.14)$$

Für die Dichtestörung ergibt sich aus der Kontinuitätsgleichung näherungsweise (alle anderen Terme sind klein bzw. Null)

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = -i\omega n_1 = -v_{1x} \frac{\partial n_0}{\partial x} . \quad (1.15)$$

Einsetzen von (1.13) und (1.14) in (1.15) ergibt nach Umstellung die Dispersionsrelation der *Elektronendriftwelle*

$$\omega = k_y v_{De} \quad (1.16)$$

deren Phasengeschwindigkeit

$$v_{ph_y} = \frac{\omega}{k_y} = v_{De} = -\frac{k_B T_e}{e B_z} \frac{1}{n_0} \frac{\partial n_0}{\partial x} \quad (1.17)$$

gleich der *diamagnetischen Elektronendriftgeschwindigkeit*  $v_{De}$  ist. Existiert ein senkrechtes elektrisches Feld  $E_x$ , so muß die dadurch bewirkte Driftgeschwindigkeit zur diamagnetischen Elektronendriftgeschwindigkeit hinzuaddiert werden. Mit der Gesamtdriftgeschwindigkeit der Elektronen  $v_{ye} = v_{De} + v_{E_x}$  lautet die Dispersionsrelation der Elektronendriftwelle dann

$$\omega = k_y v_{ye} . \quad (1.18)$$

Da sich aus Gl. (1.16)  $\text{Im}(\omega) = 0$  ergibt, beschreibt sie nur die rein oszillatorische Elektronendriftwelle konstanter Amplitude. Instabiles Wachstum tritt nur dann auf, wenn die Phasenverschiebung zwischen Dichte- und Potentialstörung größer als Null ist

$$\Delta\varphi(n_1, \phi_1) := \varphi(n_1) - \varphi(\phi_1) > 0 , \quad (1.19)$$

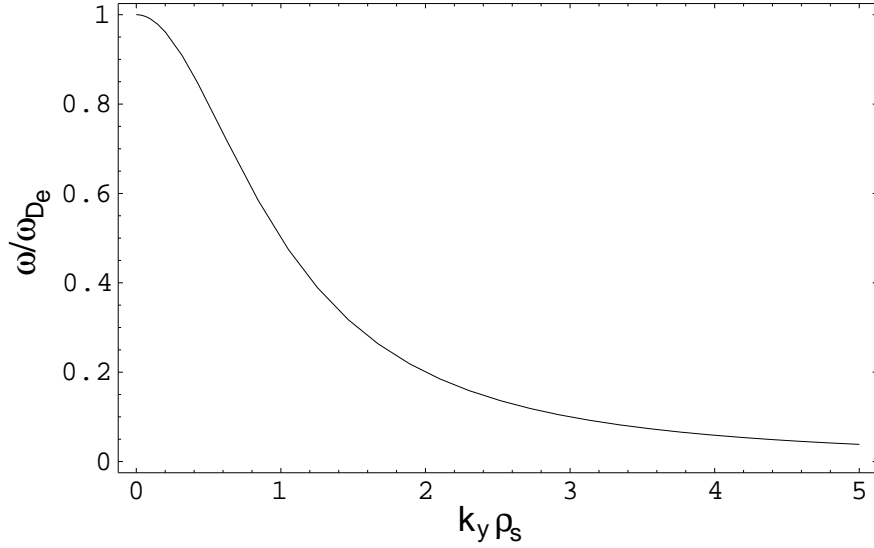


Abb. 1.4: Driftwellen-Dispersionsrelation  $\omega/\omega_{De}(k_y \rho_s)$  in ebener Geometrie bei Berücksichtigung von Stößen.

da nur dann Dichte dort hinzukommt, wo bereits überdurchschnittlich viel ist. Die Phasengeschwindigkeit liegt dann leicht unterhalb der Elektronendriftgeschwindigkeit ( $v_{ph_y} < v_{ye}$ ).

Werden Stöße zwischen Elektronen und Ionen bzw. Neutralen berücksichtigt ( $\nu_{ei}, \nu_{e0} > 0$ ), so ergibt sich als Dispersionsrelation [Ell80, Swa89, Jen98a]

$$\omega(k_y) = \frac{\omega_{De}}{1 + k_y^2 \rho_s^2 - \frac{k_z^2 c_s^2}{\omega^2}} \quad (1.20)$$

mit  $\omega_{De} := k_y v_{De}$  und  $\rho_s := c_s / \omega_{ci}$  ( $c_s$ -Schallgeschwindigkeit). Der letzte Term im Nenner kann i.a. wegen  $k_z \ll k_y$  vernachlässigt werden. Abbildung 1.4 stellt den Verlauf  $\omega/\omega_{De}(k_y \rho_s)$  dar. Die Größe  $\rho_s$  ist der fiktive Ionengyroradius bei Elektronentemperatur. Er ist im wesentlichen proportional zu  $\sqrt{m_i T_e}$  und somit ein Maß für die Trägheit der Ionen bzw. der Fähigkeit Potentialstörungen auszugleichen. Der Term  $k_y \rho_s$  hat nichts mit dem beim endlichen Gyroradieneffekt auftretenden Term  $k_r r_{gi}$  (siehe Gl. (4.6), S. 63) zu tun ( $T_i = 0$ !). Deshalb ist Gl. (1.20) wahrscheinlich auch für  $k_y \rho_s \geq 1$  gültig.

### 1.3.1.2 Driftwellenmodell in zylindrischer Geometrie

In der Arbeit [Ell80] wird ausgehend von den Zweiflüssigkeitsgleichungen ( $\alpha = e, i$ )

$$\text{Kontinuitätsgl. : } \frac{\partial n_\alpha}{\partial t} + \nabla \cdot n \vec{v}_\alpha = 0 \quad (1.21)$$

$$\text{Kraftdichtebilanzgl. : } n_\alpha m_\alpha \frac{d\vec{v}_\alpha}{dt} = -k T_\alpha \nabla n_\alpha + q_\alpha n_\alpha (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) - m_\alpha n_\alpha \nu_\alpha \vec{v}_\alpha \quad (1.22)$$

mit den Annahmen:

- Isotherm:  $T_e = \text{const.}$
- Kleiner Ionisationsgrad:  $n_e / (n_0 + n_e) \ll 1$
- Nur Stöße mit Neutralen:  $\nu_\alpha := \nu_{\alpha 0} \gg \nu_{\alpha \beta}$
- Homogenes axiales Magnetfeld:  $\vec{B} = B_z \vec{e}_z = \text{const.}$
- Starke Magnetisierung:  $\nu_e \ll \omega_{ce}, \nu_i \ll \omega_{ci}$
- Kein radiales E-Feld:  $E_r = 0$
- Axialer Elektronenstrom:  $v_{ez} = u_0$



- Kalte Ionen:  $T_i = 0$ ,  $v_i = 0$
- Driftwellenfrequenzen klein:  $\omega \ll \omega_{ci}$
- Keine magnetischen Fluktuationen:  $\beta \ll 1$
- Große parallele Wellenlänge:  $\omega/k_z \gg c_s$
- Kleine Fluktuationsamplitude:  $\tilde{n}/n \ll 1$ ,

ein *linearisiertes* Gleichungssystem aufgestellt

$$\frac{\partial \tilde{n}}{\partial t} + n(\nabla \cdot \tilde{\mathbf{v}}_e) + \tilde{\mathbf{v}}_{e\perp} \cdot \nabla n + u_0 \frac{\partial \tilde{n}}{\partial z} + \tilde{\mathbf{v}}_{e\perp} \cdot \nabla \tilde{n} = 0 \quad (1.23)$$

$$\frac{\partial \tilde{n}}{\partial t} + n(\nabla_{\perp} \cdot \tilde{\mathbf{v}}_{i\perp}) + \tilde{\mathbf{v}}_{i\perp} \cdot \nabla_{\perp} n = 0 \quad (1.24)$$

$$0 = -kT \frac{\partial \tilde{n}}{\partial z} + en \frac{\partial \tilde{\Phi}}{\partial z} - m_e n \nu_e \tilde{v}_{ez} \quad (1.25)$$

$$0 = -kT \nabla_{\perp} \tilde{n} + en \nabla_{\perp} \tilde{\Phi} - en B(\tilde{\mathbf{v}}_{e\perp} \times \hat{z}) \quad (1.26)$$

$$nm_i \frac{\partial \tilde{\mathbf{v}}_{i\perp}}{\partial t} = -en \nabla_{\perp} \tilde{\Phi} + en B(\tilde{\mathbf{v}}_{i\perp} \times \hat{z}) - nm_i \nu_i \tilde{\mathbf{v}}_{i\perp}, \quad (1.27)$$

welches auf Stabilität gegenüber zylindrischen Wellen

$$\tilde{n}, \tilde{\Phi}, \tilde{\mathbf{v}} \sim \psi(r) e^{i(-\omega t + k_z z + m\theta)} \quad (1.28)$$

untersucht wird. Für den radialen Verlauf der Fluktuationsamplitude  $\psi(r) \sim \tilde{n}^2$  ergibt sich die Differentialgleichung

$$\frac{d^2 \psi}{dr^2} + \left( \frac{1}{r} + \frac{1}{n} \frac{dn}{dr} \right) \frac{d\psi}{dr} + \left( Q(r) - \frac{m^2}{r^2} \right) \psi = 0 \quad (1.29)$$

mit

$$Q(r) = \frac{1}{(\omega + i\nu_i)\rho^2} \left( \omega^*(r) - \frac{\omega[\omega^*(r) + i\nu_{\parallel}]}{\omega - \omega_1 + i\nu_{\parallel}} \right) \quad (1.30)$$

und

$$\rho = c_s/\Omega_i, \quad \omega^* = k_{\perp} v_{e\perp}, \quad \nu_{\parallel} = \frac{k_z^2 kT}{m_e \nu_e}, \quad \omega_1 = k_z u_0. \quad (1.31)$$

Deren Lösungen sind die radialen Eigenfunktionen  $\psi_m(r)$  zu den Eigenwerten  $m$ . Über den genauen Verlauf des Fluktuationsprofils entscheidet das Dichteprofil  $n(r)$  als Randbedingung (siehe Abb. 1.5). Die Lösung ist nur numerisch möglich. In darauffolgenden Arbeiten wird der Einfluß eines radialen elektrischen Feldes sowie hohler und coaxialer Dichteprofile diskutiert [Mar86a, Mar86b]. Da die meisten der gemachten Annahmen beim PSI-1 nicht erfüllt sind, ist zu erwarten, daß dieses Modell die experimentellen Beobachtungen - wenn überhaupt - nur teilweise richtig beschreiben kann.

### 1.3.2 Die Fluteinstabilität

Abbildung 1.6 zeigt das Prinzip der „Fluteinstabilität“<sup>17</sup>. Sie ist im mit der Phasengeschwindigkeit der Flutemode mitrotierenden System dargestellt. Die Phasengeschwindigkeit der Flutemode entspricht der ladungsdichtegewichteten mittleren azimuthalen Driftgeschwindigkeit (vergl. [Che84])<sup>18</sup>

$$v_{ph} = \frac{1}{2}(v_{\theta_i} + v_{\theta_e}). \quad (1.32)$$

<sup>17</sup>Tritt sie in einem zylindrischen Plasma auf, so nimmt dieses die Form einer „griechischen Säule“ an, welche im englischen Sprachraum als „fluted greek column“ bezeichnet wird. Das „Dictionary of Science & Technology“ liefert: „flute (Build.) - A long vertical groove, usually circular in form, in the surface of a column or other member.“

<sup>18</sup>Hinweis: In Fig. 6-12 auf S. 219 von [Che84] wurde bei der Angabe der Phasengeschwindigkeit der Flutemode der Faktor 1/2 vergessen. Auf S. 218 steht dagegen richtig  $\omega = \frac{1}{2}k v_0$ , so wie es sein muß, da die Gravitationsdriftgeschwindigkeit der Elektronen vernachlässigt wurde.

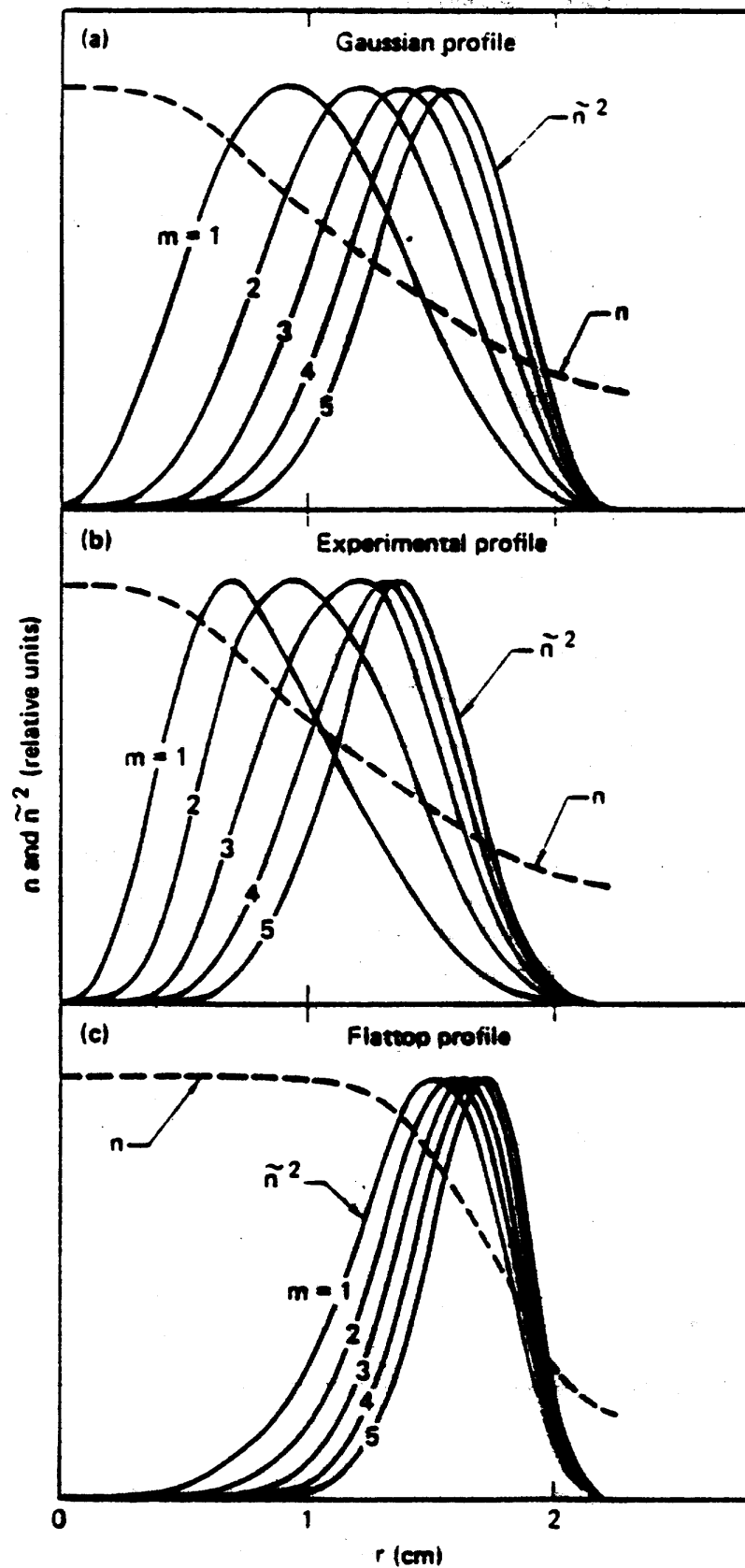


Abb. 1.5: Radiale Eigenfunktionen der Fluktuationsamplitude  $\tilde{n}^2 \sim \psi_m(r)$  nach [Ell80]. Von der Stärke des Dichtegradienten hängt es ab, wie weit die Maxima der Eigenfunktionen radial voneinander getrennt sind. Im Rahmen eines linearisierten Modells kann keine Aussage über die relativen Amplitudenverhältnisse der gesättigten Moden untereinander gemacht werden. Deshalb sind sie normiert dargestellt.

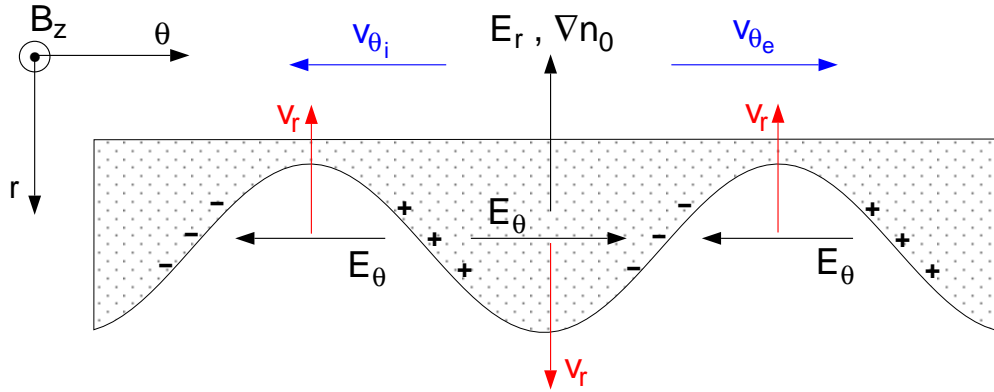


Abb. 1.6: Prinzip der Fluteinstabilität. Im hier gewählten „mittleren“ Bezugssystem ruht die Flutemode ( $v_{ph} = 0$ ). Die Potentialstörung eilt der Dichtestörung um  $\pi/2$  nach, während die  $E_\theta$ - und die Dichtestörung genau in Phase sind.

Da die Ionen langsamer als die Elektronen driften, bewegen sie sich in diesem Bild nach links und die Elektronen nach rechts. Tritt nun an einer Stelle eine kleine zufällige Dichteerhöhung auf (Ausbeulung nach unten), so trennen sich Ionen und Elektronen aufgrund ihrer unterschiedlichen Driftgeschwindigkeit und sammeln sich an den Flanken der Dichtestörung an. Das entstehende azimutale elektrische Feld  $E_\theta$ , welches genau in Phase mit der Dichtestörung ist, bewirkt nun eine Auswärtsdrift  $v_r$  an den Stellen, wo das Plasma bereits maximal ausgelenkt ist; die anfängliche Dichtestörung wächst sehr schnell.

Die Fluteinstabilität tritt nur dann auf, wenn die Teilchendrftgeschwindigkeiten von Ionen und Elektronen verschieden groß sind (z.B. durch endliche Gyroradieneffekte der Ionen im radialen  $E$ -Feld oder durch die Krümmungsdrift). Die diamagnetischen Driften können alleine, im Gegensatz zur Elektronendrftinstabilität<sup>19</sup>, keine Fluteinstabilität bewirken [Ros57, Ros62]. Ist die Ursache für die unterschiedlichen Driften die Gravitationskraft bzw. die Fliehkraft, so wird die Fluteinstabilität auch als Gravitations- bzw. RAYLEIGH-TAYLOR-Instabilität bezeichnet (siehe z.B. [Gol95]). Die Fluteinstabilität gehört zur Klasse der Driftinstabilitäten (siehe Abschnitt 5.8, S. 109).

### 1.3.3 Bisherige experimentelle Arbeiten zu Driftwellen

Viele frühere Untersuchungen zu Driftwellen fanden in Q-Maschinen [D'A63b] oder in Hohlkathoden-Entladungen statt [Pot79], LINEX:[Bro90, Nol92, Bie96]. Als Entladungsgas wurde fast ausschließlich Argon verwendet, seltener andere Gase. Die verwendeten Diagnostiken umfaßten elektrische Sonden, optische Sonden (Photomultiplier), CO<sub>2</sub>-Laserstreuung und THOMSON-Streuung.

In der Arbeit von [Fra95] wird eine induktiv gekoppelte HF-Entladung (Ringentladung) mittels eines Mikrowelleninterferometers, ICCD-Kameras und Sonden untersucht. Vorwiegend wird als Entladungsgas Helium verwendet.

Am KIWI<sup>20</sup>-Experiment wird seit ca. 1991 die Driftwellendynamik untersucht [Str88, Kli91, Lat94, Lat95, Boe96, Noe96] (erstere Arbeit fand an einer ähnlichen Apparatur in Bochum statt). In den Arbeiten werden interessante Methoden der modernen Chaostheorie auf Plasmafluktuationen angewandt (z.B. die Dimensionsbestimmung des Phasenraumes). Als Besonderheit wird hier ein 64-fach LANGMUIR-Sondenarray (Couronne) betrieben, um die Driftwellendynamik raum-zeitlich optimal aufzulösen. Weiterhin werden Emissionssonden zur Messung des Plasmapotentials verwendet. Die Experimente erfolgen ausschließlich in Argonentladungen.

<sup>19</sup>Deshalb wird sie auch als universelle Driftinstabilität bezeichnet.

<sup>20</sup>Kiel Instrument for Wave Investigation

Vor allem bei den Fusionsexperimenten ist die Untersuchung der Driftinstabilität sehr wichtig, da sie als Hauptmechanismus für den anomalen Senkrechttransport in Betracht kommt [End94, The97, Ble98, Ble99]. Die Driftwellendynamik, die sich hier zeigt, ist wesentlich turbulenter als im PSI-1. Die Fluktuationsleistung ist spektral viel breiter verteilt. Es sind keine scharfen Moden erkennbar. Die Temperaturen des Deuteriumplasmas liegen hier um bis zu zwei Größenordnungen höher. Als Hauptdiagnostik werden verfahrbare LANGMUIR-Sondenarrays im Bereich der Plasmarandschicht eingesetzt.

### 1.3.4 Rahmen und Umfang dieser Arbeit

In den zitierten experimentellen Arbeiten werden Driftwellen fast ausschließlich in Argonplasmen untersucht bei denen die Ionen nahezu kalt sind ( $T_i \ll T_e$ ), so daß keine sog. endlichen Gyroradieneffekte zu erwarten sind. In den Fusionsexperimenten liegt die Ionentemperatur zwar schon nahe bei der der Elektronen, aber es werden Wasserstoff bzw. Deuteriumplasmen verwendet, wodurch die endlichen Gyroradieneffekte in der Regel tatsächlich endlich bleiben (hochenergetische Ionen ausgenommen).

Mit dem PSI-1 ist es nun möglich, Entladungen in Wasserstoff, Deuterium und allen stabilen Edelgasen ( $^4\text{He}, \dots, ^{131}\text{Xe}$ ) zu betreiben, bei denen die Ionen nicht kalt sind ( $T_i \lesssim T_e$ ). Wegen dieser einzigartigen Möglichkeit soll daher in dieser Arbeit das Verhalten von Driftwellen bei großen endlichen Ionengyroradieneffekten untersucht werden. Dazu bietet sich ein schweres Edelgas wie z.B. Krypton an. Weiterhin soll die Driftwellendynamik in Abhängigkeit von der Ionenmasse untersucht werden. Mit zunehmender Ionenmasse ( $T_i \approx \text{const.}$  vorausgesetzt) werden die endlichen Gyroradieneffekte der Ionen immer größer; eventuell sind neuartige Effekte zu erwarten (z.B. Entstehung eines starken radialen elektrischen Feldes, Änderung der Instabilitätsmechanismen und des radialen Transports, etc.).

Die Gliederung der Arbeit ist daher wie folgt:

Nach der Darstellung des Aufbaus, der Funktionsweise und der grundlegenden Plasmaeigenschaften des PSI-1 werden die verwendeten Plasmadiagnostiken dargestellt. Als Hauptdiagnostik werden LANGMUIR-Sonden eingesetzt. So einfach ihr mechanischer Aufbau ist, so kompliziert ist die genaue Interpretation ihrer Meßdaten. Deshalb wird ihnen ein eigener Abschnitt gewidmet. Ergänzend zu den Sonden werden zur raum-zeitlichen Auflösung der mit den Driftwellen verbunden Intensitätsschwankungen zwei verschiedene ICCD-Kameras eingesetzt, deren Eigenschaften kurz erläutert werden.

Bei der Darstellung der experimentellen Ergebnisse werden ausgiebig die Meßergebnisse eines speziellen Regimes einer Krypronentladung analysiert, bei der die Driftwellenamplitude und das radiale  $E$ -Feld besonders stark sind. Anschließend werden die Parameterabhängigkeiten der Driftwellen dargestellt.

Motiviert durch die Meßergebnisse wird ein analytisches räumlich-zweidimensionales Potentialmodell der Driftwelle diskutiert. Aus ihm ergibt sich ein Zusammenhang zwischen dem radialen  $E$ -Feld, der Potentialfluktuationsamplitude und der Form der mit den CCD-Kameras beobachteten Driftwellen. Die Lösung der Kontinuitätsgleichung ergibt eine Elektronendichte, die dem Potential um  $\pi$  vorausleitet. Dadurch ist die Phasengeschwindigkeit der Driftwelle gleich der azimuthalen Ionendriftgeschwindigkeit. Sie kann somit als Ionendriftwelle bezeichnet werden.

In einem separaten Kapitel, das den Schluß bildet, wird der Frage nachgegangen, wie groß der Anteil des fluktuationsinduzierten Transports am gesamten Senkrechttransport ist. Der parallele und senkrechte Diffusionskoeffizient einer Argonentladung werden bestimmt.

## Kapitel 2

# Der Plasmagenerator PSI-1

### 2.1 Aufbau und Funktionsweise des PSI-1

Der Plasmagenerator PSI-1 (siehe Abb. 2.1) ist eine Niederdruck-Hochstrom-Bogenentladung in einem äußeren statischen Magnetfeld ( $B \approx 0.1$  T). Zwischen einer auf  $1700^\circ\text{C}$  geheizten ringförmigen Kathode aus Lanthanhexaborid ( $\text{LaB}_6$ -Keramik) und einer hohlen wassergekühlten Anode aus Kupfer fließt ein stationärer Entladungsgleichstrom von 10 bis 600 A, welcher das Plasma erzeugt.

Der gesamte Rezipient ist für Ultrahochvakuum (UHV) ausgelegt. Durch mehrere Turbomolekularpumpen im Bereich der Untersuchungskammern (Druckstufe und Targetraum), welche insgesamt eine Saugleistung von mehreren 1000 l/s haben, wird ein Restgasdruck (ohne Plasma) von etwa  $10^{-6}$  Pa erreicht. Als Entladungsgase werden  $\text{H}_2$ ,  $\text{D}_2$ , He, Ne, Ar, Kr und Xe sowie Mischungen derselben verwendet.

Das Heizen der Kathode ist notwendig, damit genug Elektronen die Austrittspotentialschwelle an der Festkörperoberfläche überwinden<sup>1</sup>. Diese können dann im elektrischen Feld zwischen Anode und Kathode beschleunigt werden und stehen somit für Ionisation und Stromfluß zur Verfügung.

Bei kleinen Entladungsströmen ist die Entladung unselbständig. Die Volumenionisationsrate im Plasma reicht nicht aus, um die Entladung aufrecht zu erhalten. Sie hängt vom thermischen Elektronenemissionsstrom der Kathode ab, der den Hauptteil des Entladungsstromes darstellt. Es gelangen nur verhältnismäßig wenige Ionen zur Kathode, da ihre Beweglichkeit gegenüber der der Elektronen viel kleiner ist. Die meisten der durch Elektronenstoß erzeugten Ionen bewegen sich aufgrund des Drucks des aus Richtung der Kathode nachströmenden Neutralgases in Richtung der Anode. Ein Großteil des Plasmas (Elektronen+Ionen) strömt somit entlang des Magnetfeldes direkt auf die Anodenoberfläche und wird neutralisiert. Bei höheren Entladungsströmen wird die Volumenionisationsrate wichtig; der Ionisationsgrad steigt und die Entladung wird selbständig. Der Anteil des thermischen Elektronenemissionsstromes am Entladungsstrom ist jetzt klein gegenüber dem Ionenstrom auf die Kathode. Daraus resultiert, daß in beiden Fällen der überwiegende Teil der aufgewandten elektrischen Entladungsleistung in die Heizung von Anode bzw. Kathode fließt und nur etwa 15 % der Leistung im aus der Anode ausströmenden Plasma wiederzufinden sind [Fuc96].

Der Teil des Plasmas, der die Anode passiert, strömt entlang des axialen Magnetfeldes in den entladungsstromfreien Bereich des Vakuumgefäßes (stromloser Driftbereich). Dieser unterteilt sich in Druckstufe und Targetraum, welche durch ein Blendensystem aus Graphitscheiben voneinander getrennt sind. Dadurch soll erreicht werden, daß Neutralgas, welches aus dem Anoden-Kathodenraum in die Druckstufe gelangt oder dort gebildet wird, abgepumpt wird und nicht in den Targetraum gelangt<sup>2</sup>. Nachdem das Plasma durch den Targetraum geströmt ist, trifft es auf die wassergekühlte

<sup>1</sup>Würde die Keramik Kathode nicht geheizt werden, bräche die Entladung ab bzw. es entstünden sog. Kathodenfußpunkte (heiße Stellen). Dadurch würde sie ungleichmäßig erodieren und thermische Spannungen könnten sie zerstören.

<sup>2</sup>Der Plasmastrahl soll im Targetraum für Untersuchungszwecke möglichst neutralgasfrei und hochionisiert sein.

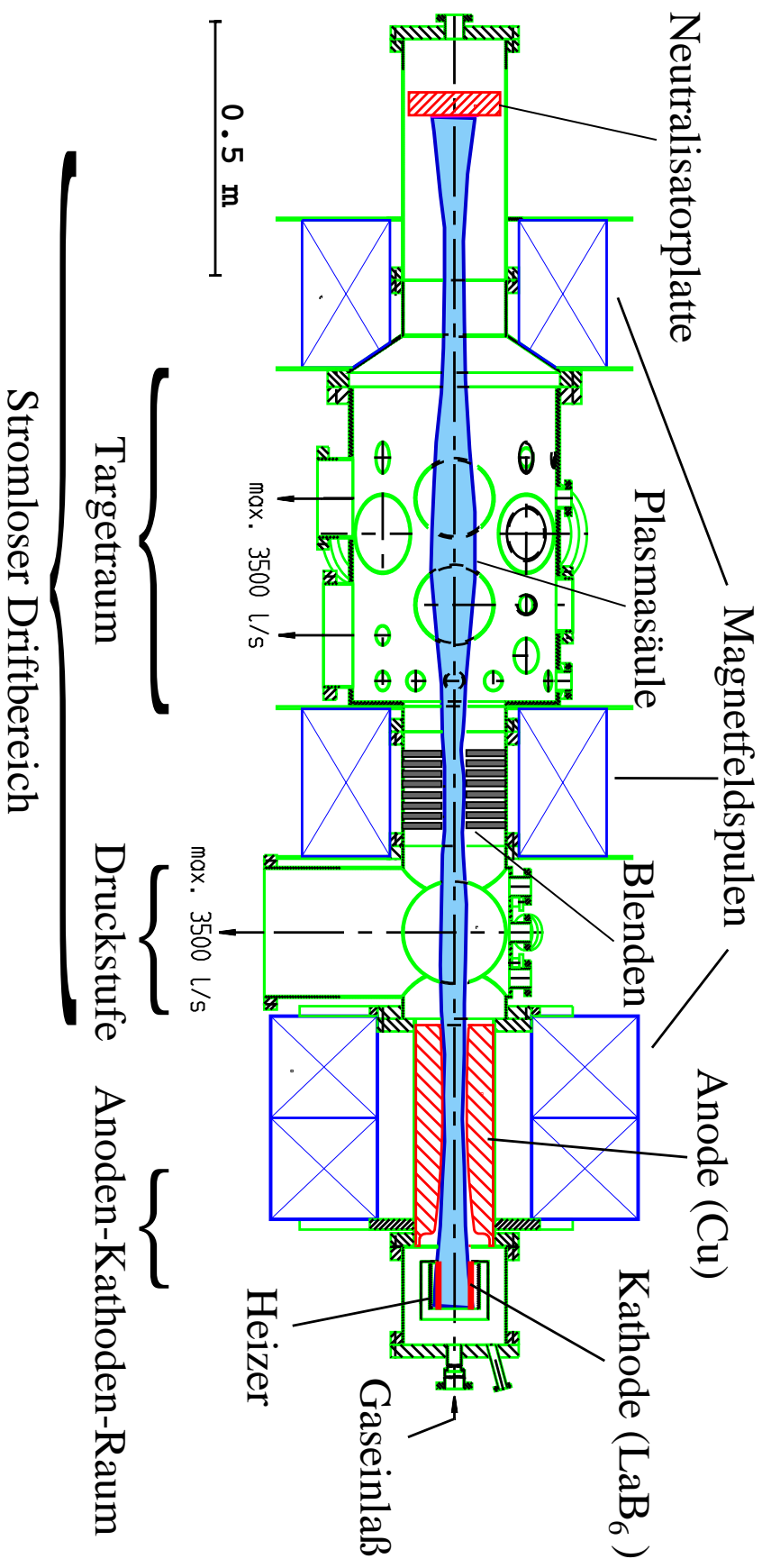


Abb. 2.1: Der Plasmagenerator PSI-1. Seine Gesamtlänge beträgt etwa 2,5 m. Die Anode ist elektrisch mit dem geerdeten Gehäuse verbunden. Die Neutralisatorplatte (Dump) ist elektrisch isoliert, sie floatet. Das Magnetfeld wird durch 4 wassergekühlte Kupferspulen erzeugt. An der Druckstufe und am Targetraum befinden sich mehrere Diagnostikflansche und -fenster. Es sei angemerkt, daß der hier dargestellte Teil des PSI-1 nur die sprichwörtliche „Spitze des Eisberges“ ist. Stromversorgung (16 primärgetaktete Leistungsschaltteile), Gasversorgung (Flaschenschrank, Mischkammer), Vakuumsystem (Turbopumpen, Rootspumpen, etc.) Kühlkreislauf (Anoden-, Kathodenflansch-, Spulen- und Pumpenkühlung sowie Brunnepumpe) und Regelsysteme nehmen den weitaus größten Platz ein und bedürfen der Aufsicht und Wartung.

floatende Neutralisatorplatte, wo es rekombiniert. Das dort entstehende und sich im ganzen Targetraum ausbreitende Neutralgas muß abgepumpt werden, damit der Plasmastrahl nicht gekühlt wird oder gar vorzeitig rekombiniert.

Aus alldem folgt, daß während einer Entladung kontinuierlich Neutralgas mit einem Druck von einigen Pa und einem Durchfluß von ca.  $10^{19}$  Teilchen/s durch ein Ventil im Bereich der Kathode eingelassen werden muß, um die Teilchenverluste zu kompensieren. Die Anlage wird daher im *stationären Durchfluß* betrieben.

Der PSI-1 dient insbesondere der Untersuchung der chemischen Erosion von Wandmaterialien für Fusionsexperimente (Plasmawandwechselwirkung). In den Targetraum können mit Manipulatoren entsprechende Proben (Targets) radial hineingefahren werden. Weiterhin eignet er sich besonders zur Entwicklung von Plasmadiagnostiken sowie zum detaillierten Studium der Plasmaphysik.

## 2.2 Entladungskennlinie des PSI-1

Voraussetzung für das Verständnis der Eigenschaften des Plasmas im PSI-1 ist die genaue Kenntnis der Funktionsweise der Plasmaerzeugung zwischen Kathode und Anode. Dazu ist es zweckmäßig, die Entladungskennlinie  $I_{AK}(U_{AK})$  zu betrachten. Anoden-Kathoden-Strom ( $I_{AK}$ ) und -spannung ( $U_{AK}$ ) sind makroskopische Größen und resultieren aus dem Zusammenwirken aller beteiligten Prozesse. Unter Berücksichtigung der genauen Teilchen- und Energiebilanzen läßt sich in einem 1-d-Modell die Entladungskennlinie näherungsweise beschreiben [Nau98, Mey98]. In diesem Modell sind der Zündvorgang und der Einfluß des Magnetfeldes nicht enthalten, weshalb hier näher darauf eingegangen werden soll.

Abbildung 2.2 zeigt die Entladungskennlinien einer Argonentladung bei normalem Magnetfeld<sup>3</sup> (rot) und bei insgesamt halbiertem (blau). Der Neutralgasdurchfluß wurde hierbei konstant gehalten ( $\Phi_0 = 57 \text{ sccm}$ )<sup>4</sup>. Der Verlauf der Kennlinie entspricht im wesentlichen dem einer Diode in Durchlaßrichtung (gut zu sehen in der linearen Darstellung im rechten Teil der Abbildung).

Vor der Zündung der Entladung (Gebiet I: Anoden-Kathoden-Spannung  $U_{AK} \lesssim 14 \text{ V}$ ) fließt nur ein sehr kleiner raumladungsbegrenzter Elektronenstrom von etwa 100 mA. Bei Argon hängt der Wirkungsquerschnitt für Elektron-Neutralgas-Stöße  $\sigma_{e0}$  im Energiebereich  $1 \dots 40 \text{ eV}$  stark von der Elektronenenergie ab. Bei  $1 \text{ eV}$  ist  $\sigma_{e0} \approx 1 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$  in einem Minimum, nimmt dann mit zunehmender Energie schnell zu, hat bei etwa  $12 \text{ eV}$  ein Maximum von  $20 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$  und nimmt dann langsam auf  $10 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$  ab, was dem Wirkungsquerschnitt mit dem gaskinetischen Radius entspricht. Dieses Verhalten wird als RAMSAUER-Effekt<sup>5</sup> bezeichnet [Wen87]. Damit ergibt sich die mittlere freie Weglänge der Elektronen bei  $U_{AK} \approx 12 \text{ V}$  zu

$$\lambda_{e0} = v_e \tau_{e0} = \frac{v_e}{\sigma_{e0} v_e n_0} = \frac{1}{\sigma_{e0} n_0} \approx 10 \text{ cm} , \quad (2.1)$$

mit einer typischen Neutralgasdichte von  $n_0 \approx 5 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$  zwischen Kathode und Anode. Da deren Abstand in der selben Größenordnung liegt, können ausreichend viele Stöße stattfinden. Erreichen die Elektronen die Ionisationsenergie von Argon  $E_{ion}(\text{Ar I}) = 15.7 \text{ eV}$  [Sai55], so kann die Entladung zünden.

---

Allerdings zeigt sich, daß gerade in der Druckstufe das Plasma einen höheren Ionisationsgrad besitzt, da das Neutralgas welches massiv im Targetraum an der Neutralisatorplatte entsteht, von ihm ferngehalten wird. Um im Targetraum einen höheren Ionisationsgrad zu erreichen, sollte daher auch die Neutralisatorkammer differentiell gepumpt werden. Zwischen Target- und Neutralisatorkammer wären ebenso Blenden erforderlich.

<sup>3</sup>Standardmagnetfeldkonfiguration siehe Abb. 2.3 im übernächsten Abschnitt.

<sup>4</sup>Technisch wird der Durchfluß in Standardkubikzentimeter pro Minute (sccm) gemessen:  $1 \text{ sccm} = 4.48 \cdot 10^{17} \text{ s}^{-1}$

<sup>5</sup>Bei den Edelgasen Ne, Ar, Kr und Xe liegen die *lokalen* Maxima ziemlich genau bei den Energien, bei denen die DE-BROGLIE-Wellenlängen der Elektronen den jeweiligen gaskinetischen Durchmessern der Atome entsprechen (z.B. bei Argon:  $r_0 = 1.83 \cdot 10^{-10} \text{ m}$ ,  $E_{max} = 1/(8m_e)(h/r_0)^2 \approx 11.2 \text{ eV}$ ). Dies kann als eine Art Resonanz aufgefaßt werden.

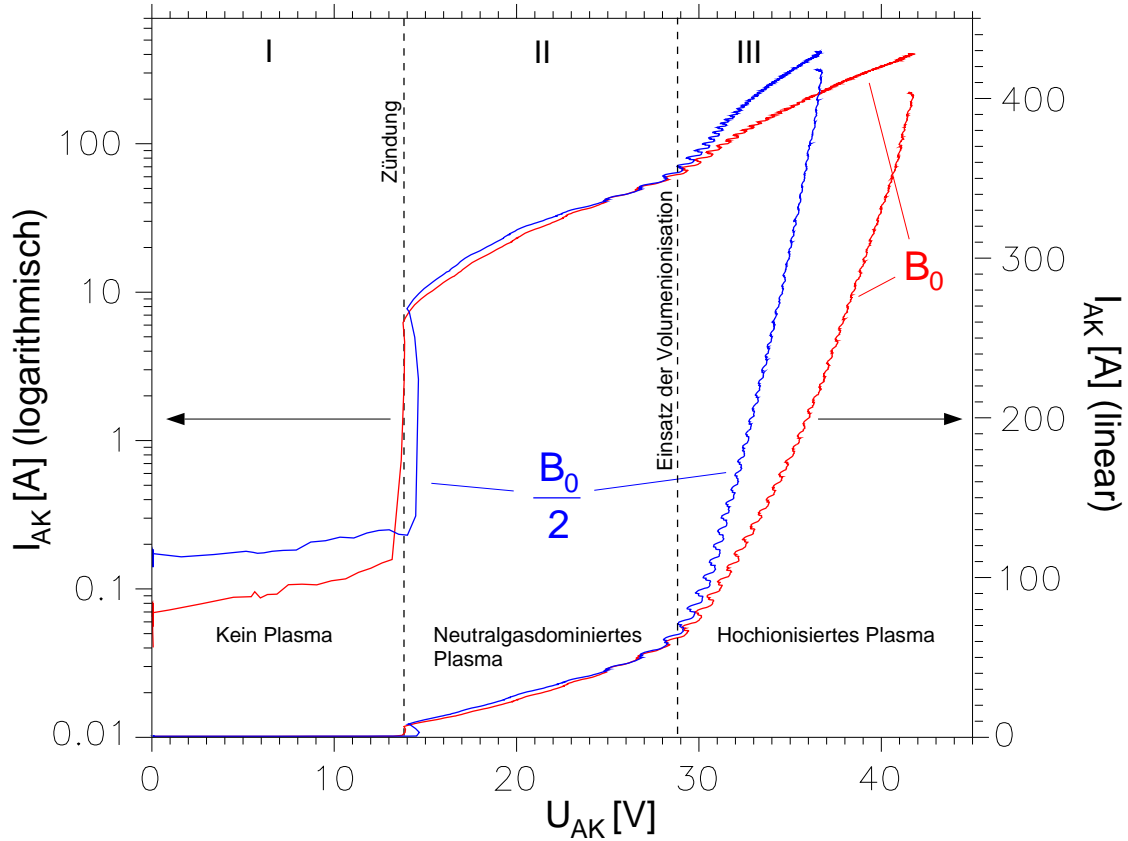


Abb. 2.2: Entladungskennlinie eines Argonplasmas bei normalem Magnetfeld  $B_0$  (rote Kurven) und bei halbiertem  $B_0/2$  (blaue Kurven). Beide Kennlinien sind sowohl in linearer (rechte Ordinate) als auch in logarithmischer (linke Ordinate) Skalierung dargestellt. Die Kennlinie läßt sich in 3 verschiedene Bereiche unterteilen. Nimmt im Bereich III das Magnetfeld ab, so erhöht sich der Stromfluß auf die Anode da die Senkrechtleitfähigkeit  $\sigma_{\perp}$  zunimmt. Der Unterschied zu Gebiet II erklärt sich aus dem verschiedenen Ionisationsgrad. (Die kleinen Schwingungen werden durch die Stromregelung verursacht.)

Nach erfolgter Zündung steigt der Strom langsam und etwa proportional zur Entladungsspannung an (Gebiet II). Ein weiterer, aber kleinerer Knick, befindet sich bei  $U_{AK} \approx 29 \text{ V}$ , was gut zur Ionisationsenergie von Ar II ( $E_{ion}(\text{Ar II}) = 27.6 \text{ eV}$ ) zu passen scheint. Die Hauptursache für den sich daran anschließenden schnelleren Stromanstieg ist aber die starke Zunahme der Volumenionisation. Diese führt zu einer Zunahme der Leitfähigkeit, wodurch sich der Strom erhöhen kann (Gebiet III). Dadurch wird das Plasma stärker geheizt und Leitfähigkeit und Strom nehmen weiter zu. Es entsteht eine positive Rückkopplung. Deshalb wird als Regelgröße der Entladungsstrom genommen, da bei Spannungsregelung die Entladung „durchgehen“ würde<sup>6</sup>.

Bei Verringerung des Gesamtmagnetfeldes (der Strom aller Spulen wird gleichmäßig reduziert) nimmt der Anstieg des Entladungstromes in Gebiet III nochmals zu. Ursache dafür ist die Erhöhung der Senkrechtleitfähigkeit  $\sigma_{\perp}$  bei abnehmender Magnetfeldstärke (siehe Gl. (2.12)). Dies gilt aber offensichtlich nicht für  $I_{AK} \lesssim 60 \text{ A}$  (Gebiet II). Hier dominieren noch die Stöße mit dem Neutralgas, und die Senkrechtleitfähigkeit ist praktisch unabhängig von der Magnetfeldstärke.

<sup>6</sup>Das könnte zwar durch einen OHM'schem Vorwiderstand verhindert werden; dieser würde aber dann fast die gesamte Entladungsleistung verbrauchen, was extrem unwirtschaftlich wäre.



## 2.3 Grundlegende Plasmamparameter des PSI-1

Tabelle 2.1 auf Seite 22 zeigt eine Auswahl von charakteristischen Plasmamparametern für verschiedene Gase bei typischen Entladungsbedingungen im Targetraum des PSI-1. Im Targetraum ist  $T_i \approx T_e$  näherungsweise erfüllt [Jen98b], im Gegensatz zur Druckstufe oder dem Anoden-Kathodenraum, da die mittlere freie Weglänge für Impulsaustausch (bzw. Energieaustausch) zwischen Elektronen und Ionen im Bereich  $\lambda_{ei} \approx 5 \dots 90$  cm liegt (je nach Gasart).

Generell sind bei den leichteren Gasen die Temperaturen immer etwas höher und die Dichten geringer als bei den schwereren (bei sonst gleichen äußeren Parametern wie Entladungsstrom, Gasfluß und Pumpleistung). Dies liegt daran, daß bei den leichteren Gasen die Ionisationsenergien und die thermischen Geschwindigkeiten höher sind. Eine höhere Ionisationsenergie erfordert eine höhere Entladungsspannung, womit sich bei gleichem Strom die eingekoppelte elektrische Leistung erhöht. Der Ionenstrom auf die Kathode und somit die Teilchenverluste sind höher, wodurch die Plasmadichte absinkt. Aus der genauen Teilchenbilanz ergibt sich nach [Nau98, Mey98] eine prinzipielle Obergrenze für die erreichbare Elektronentemperatur ( $T_e \sim E_{ion}$ ). Zusätzlich wirkt die Anode als Ionenenergiefilter. Leichtere Ionen können mit höherer Senkrechterenergie bzw. -temperatur bei gleichem kritischem Gyroradius die Anode passieren.

### 2.3.1 Frequenzen

Die Elektronengyrofrequenz beträgt  $f_{ce} \approx 3$  GHz ( $B = 0.1$  T), was einer Vakuumwellenlänge von etwa 10 cm entspricht. Die Elektronenplasmafrequenz  $f_{pe}$  ist etwa 10 mal größer. Daher ist keine sinnvolle Elektronenzyklotronemissionsspektroskopie (ECE), etwa zur Bestimmung von  $T_e$ , an diesem Plasma möglich. Mikrowelleninterferometrische Dichtebestimmungen sollten aber oberhalb von etwa 50 GHz gut möglich sein.

Die mittlere Stoßfrequenz für den Impulsaustausch zwischen zwei Teilchensorten lautet [And90, Sch93, Fus94, Hub98]

$$\nu_{\alpha\beta} = \frac{16\sqrt{\pi}}{3m_\alpha} \left( \frac{1}{m_\alpha} + \frac{1}{m_\beta} \right) \frac{q_\alpha^2 q_\beta^2 n_\beta \ln \Lambda}{(4\pi\epsilon_0^2)^2 (v_{th\alpha}^2 + v_{th\beta}^2)^{3/2}}, \quad (2.2)$$

wobei  $\alpha$  für die Testteilchen und  $\beta$  für die Feldteilchen steht. Für Elektronen und Ionen ergeben sich mit den Näherungen  $T_e \approx T_i$  und  $m_e \ll m_i$  sowie  $Z = 1$  bzw.  $n_e = n_i$  die verwendeten Beziehungen zu

$$\nu_{ee} = \frac{e^4}{12\pi^{3/2}\epsilon_0^2\sqrt{m_e}} \frac{n_e \ln \Lambda}{(k_B T_e)^{3/2}} \approx 2.06 \cdot 10^{-12} [\text{V}^{3/2}\text{m}^3] \cdot \frac{n_e \ln \Lambda}{(k_B T_e/e)^{3/2}} [\text{s}^{-1}] \quad (2.3)$$

$$\nu_{ei} = \sqrt{2} \nu_{ee} \quad (2.4)$$

$$\nu_{ie} = \frac{m_e}{m_i} \nu_{ei} \quad (2.5)$$

$$\nu_{ii} = \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \nu_{ee} \quad (2.6)$$

$$\nu_{\alpha 0} = \sigma_{\alpha 0} n_0 v_{th\alpha} \quad (\alpha = e, i), \quad (2.7)$$

wobei  $\ln \Lambda \approx 10$  der COULOMB-Logarithmus und  $\sigma_{\alpha 0} \approx 10^{-19} \text{ m}^2$  der Neutralgaswirkungsquerschnitt ist.

### 2.3.2 Geschwindigkeiten

Die thermische Elektronengeschwindigkeit  $v_{the} = \sqrt{2k_B T_e/m_e}$  liegt bei etwa  $10^6$  m/s. Dadurch können sich Störungen der Elektronendichte und -temperatur in paralleler Richtung innerhalb we-

Parameter		H	He	Ne	Ar	Kr	Xe
$m_i$ [u]	Masse	1.0	4.0	20.2	40.0	83.8	131.3
$E_{ion}$ [eV]	Ionis. Energie	13.6	24.6	21.6	15.7	14.0	12.1
$n_e = n_i$ [ $10^{18}\text{m}^{-3}$ ]	Dichte	2	5	5	10	10	10
$T_e \approx T_i$ [eV]	Temperatur	10	10	8	5	5	5
Frequenzen							
$f_{ce}$ [GHz]	Gyration	2.8	2.8	2.8	2.8	2.8	2.8
$f_{ci}$ [kHz]		1500	380	76	38	18	12
$f_{pe}$ [GHz]	Elektr. Plasma	13	20	20	28	28	28
$\nu_{ee} \approx \nu_{ei}$ [MHz]	Stoß-	2.1	5.0	6.8	25	25	25
$\nu_{ie}$ [Hz]	fre-	1100	680	180	340	160	103
$\nu_{ii}$ [kHz]	quen-	49	58	35	91	63	50
$\nu_{e0}$ [kHz]	zen	91	91	81	64	64	64
$\nu_{i0}$ [kHz]		2.1	1.1	0.42	0.24	0.16	0.13
Geschwindigkeiten							
$v_{the}$ [km/s]	Thermische	1900	1900	1700	1300	1300	1300
$v_{thi}$ [km/s]		44	22	8.7	4.9	3.4	2.7
$c_s$ [km/s]	Schall	51	25	10	5.7	3.9	3.1
$v_A$ [km/s]	ALFVEN	1500	490	220	110	76	60
Längen							
$r_{ge}$ [ $\mu\text{m}$ ]	Gyration	107	107	95	75	75	75
$r_{gi}$ [cm]		0.5	0.9	1.8	2.0	2.9	3.7
$\lambda_D$ [ $\mu\text{m}$ ]	DEBYE	11.8	7.4	6.6	3.7	3.7	3.7
$\lambda_L$ [nm]	LANDAU	0.1	0.1	0.2	0.3	0.3	0.3
$\lambda_n$ [ $\mu\text{m}$ ]	Mittl. Abstand	0.8	0.6	0.6	0.5	0.5	0.5
$\lambda_{ee} \approx \lambda_{ei} \approx \lambda_{ii}$ [cm]	Freie	90	38	25	5.4	5.4	5.4
$\lambda_{ie}$ [m]	Weg-	39	32	48	15	21	26
$\lambda_{e0} \approx \lambda_{i0}$ [m]	längen	21	21	21	21	21	21
Transport							
$\sigma_{  }$ [ $1/(\Omega\text{m})$ ]	Leit-	27000	28000	21000	11000	11000	11000
$\sigma_{\perp}$ [ $1/(\Omega\text{m})$ ]	fähigkeit	0.0007	0.004	0.007	0.02	0.02	0.03
$D_{  }^{klass}$ [ $\text{m}^2/\text{s}$ ]	Dif-	19500	4200	1080	132	92	74
$D_{\perp}^{klass}$ [ $\text{m}^2/\text{s}$ ]	fu-	0.01	0.03	0.03	0.08	0.08	0.08
$D_{\perp}^{Bohm}$ [ $\text{m}^2/\text{s}$ ]	sion	6.2	6.2	5.0	3.1	3.1	3.1
Dimensionslose Parameter							
$\alpha_{ion}$ Ionisationsgrad		0.81	0.91	0.91	0.95	0.95	0.95
$\beta$ kinet./magnet. Druck		0.002	0.004	0.003	0.004	0.004	0.004
$N_D$ Teilchen in DEBYE-Kugel		14000	8600	6200	2200	2200	2200
$\Gamma$ Idealität		0.00007	0.0001	0.0002	0.0005	0.0005	0.0005
$\ln \Lambda$ COULOMB-Logarithmus		11.3	10.9	10.5	9.5	9.5	9.5
$h_{ei}$	HALL-	1300	560	410	110	110	110
$h_{ii}$	Para-	32	6.6	2.2	0.42	0.29	0.23
$h_{e0}$	me-	31000	31000	35000	44000	44000	44000
$h_{i0}$	ter	720	360	180	160	110	89

Tab. 2.1: Typische Plasmaparameter verschiedener Gase im Targetraum des PSI-1. Als konstant wurden  $B = 0.1\text{ T}$ ,  $Z = 1$ ,  $T_0 \approx 3000\text{ K}$ ,  $p_0 = 20\text{ mPa}$  und  $\sigma_{\alpha 0} \approx 10^{-19}\text{ m}^2$  angenommen. Fast alle Werte sind auf 2 signifikante Stellen gerundet, da es sich um Abschätzungen handelt.

niger  $\mu\text{s}$  ausgleichen. Die parallele Diffusionsgeschwindigkeit wird im wesentlichen durch die thermische Ionengeschwindigkeit  $v_{th_i} = \sqrt{2k_B T_i / m_i}$  bestimmt. Dadurch liegt die Durchströmungszeit der Anlage im ms-Bereich. Störungen im Plasmadruck breiten sich dagegen etwa mit der Schallgeschwindigkeit

$$c_s = \sqrt{\gamma \frac{p}{\rho}} \approx \sqrt{\frac{k_B(\gamma_e T_e + \gamma_i T_i)}{m_i}} \quad \text{mit:} \quad \gamma_\alpha = \frac{f_\alpha + 2}{f_\alpha} \quad (\alpha = e, i) \quad (2.8)$$

aus, wobei die  $\gamma_\alpha$  die Adiabatenkoeffizienten und die  $f_\alpha$  die Freiheitsgrade darstellen [Fus94, Ger95]. Für die isothermen Elektronen gilt  $f_e = \infty$ ,  $\gamma_e = 1$ , für die Ionen dagegen  $f_i = 3$ ,  $\gamma_i = 5/3$ , da sie sich näherungsweise wie ein ideales Gas verhalten<sup>7</sup>. ALFVEN-Wellen, deren Phasengeschwindigkeit

$$v_A = \frac{B}{\sqrt{\mu_0 n_i m_i}} \quad (2.9)$$

ist, werden stark gedämpft, weil die Ionen schlecht magnetisiert sind (große Gyroradien, kleiner HALL-Parameter), so jedenfalls bei den schweren Edelgasen. Am ehesten sollten sie daher in Wasserstoffentladungen auftreten. Experimentell konnten jedoch mit MIRNOV-Sonden (Spulen) keine nennenswerten magnetischen Fluktuationen des Plasmas festgestellt werden.

### 2.3.3 Längen

Die Elektronen sind sehr gut magnetisch eingeschlossen, da ihr Gyroradius  $r_{ge} = v_{th_e} / \omega_{ce}$  nur etwa 1/10 mm beträgt und sie mehrere 100 mal zwischen zwei Stößen gyrieren können ( $h_{ei} \gg 1$ ). Anders verhält es sich bei den Ionen; sie haben Gyroradien im cm-Bereich und stoßen öfter ( $h_{ii} \approx 1$ ). Dadurch können am Plasmarand im Mittel mehr Ionen als Elektronen austreten, wodurch ein radial nach innen gerichtetes elektrisches Feld aufgebaut wird, welches die Ionen selbstkonsistent einschließt. Die Bedingungen eines idealen-klassischen Plasmas sind überall erfüllt ( $Z = 1$ ,  $n_e = n_i$ ,  $T_e = T_i$ )

$$\lambda_L = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 k_B T_e} \ll \lambda_n = n_e^{-1/3} \ll \lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{2e^2 n_e}}. \quad (2.10)$$

Für die freien Weglängen gilt  $\lambda_{\alpha\beta} = v_{th_\alpha} / \nu_{\alpha\beta}$ . Sie liegen bei den geladenen Teilchen im cm-Bereich, wodurch sich bei ihnen schon in der Druckstufe eine MAXWELLSche-Geschwindigkeitsverteilung einstellt. Dies belegen Sondenmessungen bei Ar- und Kr-Entladungen.

### 2.3.4 Transportkoeffizienten

Die Leitfähigkeit des Plasmas ist im Magnetfeld anisotrop. Für sie gilt<sup>8</sup> [Bit86, Fus94]

$$\sigma_{||} = \frac{e^2 n_e}{m_e \nu_{ei}} \sim T_e^{3/2} \quad (2.11)$$

$$\sigma_{\perp} = \frac{m_i n_i \nu_{i0}}{B^2} \quad (2.12)$$

$$\frac{\sigma_{\perp}}{\sigma_{||}} = \frac{\nu_{ei} \nu_{i0}}{\omega_{ce} \omega_{ci}}. \quad (2.13)$$

<sup>7</sup>Die Schallgeschwindigkeit ist proportional zur sich einstellenden mittleren Geschwindigkeit der Teilchen in Ausbreitungsrichtung der Schallwelle. Diese nimmt mit wachsender Zahl von Freiheitsgraden ab, da sich die Energiestörung innerhalb einer Schwingungsperiode, durch Stöße, auf alle Freiheitsgrade gleichverteilen kann. Die Stoßfrequenz der Elektronen untereinander ist i.a. viel größer als die Schallwellenfrequenz ( $\nu_{ee} \gg \nu_s$ ); deshalb kann sich die Energiestörung innerhalb einer Schwingungsperiode auf sehr viele Elektronen verteilen ( $f_e \rightarrow \infty$ ). Komplizierter ist es bei den Ionen: Für  $\nu_s < \nu_{ii}$  gilt:  $f_i = 3$  (einatomiges ideales Gas) und für  $\nu_s > \nu_{ii}$ :  $f_i \rightarrow 1$ , da während einer Schwingungsperiode der Energieaustausch der Ionen untereinander, gegenüber der eindimensional gerichteten Beschleunigung im ambipolaren elektrischen Feld der Elektronen, vernachlässigt werden kann.

<sup>8</sup>Mit ‘ $\perp$ ’ ist i.a. die Richtung senkrecht zu  $\vec{B}$  gemeint. Da Zylindergeometrie vorliegt, muß zusätzlich zwischen der  $r$ - und  $\theta$ -Richtung unterschieden werden. Im folgenden wird immer nur die radiale Richtung betrachtet.

Mit der Abhängigkeit der senkrechten Leitfähigkeit von der Ionen-Neutralteilchen-Stoßfrequenz  $\nu_{i0}$  und der Magnetfeldstärke lassen sich die verschiedenen Bereiche der Entladungskennlinie (siehe Abb. 2.2) verstehen. Die Diffusionskoeffizienten berechnen sich zu [Che84, Leh87, And90]

$$D_{||}^{klass} = \frac{1}{2} \frac{v_{thi}^2}{\nu_{ii}} \quad (2.14)$$

$$D_{\perp}^{klass} = \frac{1}{2} r_{ge}^2 \nu_{ei} \stackrel{(T_i=T_e)}{=} \frac{1}{2} r_{gi}^2 \nu_{ie} \quad (2.15)$$

$$D_{\perp}^{Bohm} = \frac{k_B T_e}{16eB} . \quad (2.16)$$

Der tatsächliche Senkrechtdiffusionskoeffizient  $D_{\perp}$  sollte zwischen klassischer- und BOHM-Diffusion liegen

$$D_{\perp}^{klass} < D_{\perp} < D_{\perp}^{Bohm} . \quad (2.17)$$

Seine Bestimmung wird im Kapitel 6 beschrieben. Er ist entscheidend für die Qualität des radialen Plasmaeinschlusses. Im ungünstigsten Fall, bei starkem nichtklassischen bzw. fluktuationsinduzierten Transport, kann die BOHM-Diffusion erreicht werden, was für Fusionsplasmen mehr als kritisch wäre.

### 2.3.5 Dimensionslose Parameter

Wie auch schon an der Entladungskennlinie zu sehen war, ist das Plasma bei Strömen ab ca. 100 A relativ hoch ionisiert

$$\alpha_{ion} = \frac{n_e}{n_0 + n_e} \approx 80 \dots 95\% . \quad (2.18)$$

Da der Plasmadruck klein gegen den Magnetfelddruck ( $B^2/2\mu_0$ ) ist, liegt ein niedrig-Beta Plasma vor ( $\beta \ll 1$ ). In der DEBYE-Kugel befinden sich mehrere tausend Teilchen ( $N_D = 4/3 \pi \lambda_D^3 n_e$ ), so daß die Abschirmung des COULOMB-Feldes gut funktioniert bzw. kollektive Effekte zu erwarten sind. Für den COULOMB-Logarithmus wurde  $\ln \Lambda \simeq \ln(\lambda_D/\lambda_L)$  verwendet. Die HALL-Parameter sind definiert als Verhältnis von Gyro- zu Stoßfrequenz

$$h_{\alpha\beta} = \frac{f_{c\alpha}}{\nu_{\alpha\beta}} \quad (\alpha = e, i \text{ und } \beta = e, i, 0) . \quad (2.19)$$

Sie geben an, wie oft ein geladenes Teilchen gyrieren kann, bevor es einen impulsändernden Stoß erfährt und stellen somit ein Maß für die Magnetisierung dar. Die Elektronen sind unter allen Bedingungen sehr gut magnetisiert ( $h_{ei} \gg 1$ ). Dagegen sind die Ionen von H, D, und He einigermaßen magnetisiert ( $h_{ii} > 1$ ), die der schwereren Edelgase jedoch relativ schlecht ( $h_{ii} < 1$ ).

Dies hat u.a. zur Folge, daß die Unterschiede der azimuthalen Driftgeschwindigkeiten von Elektronen und Ionen mit zunehmender Ionenmasse immer größer werden, was die Driftinstabilität verstärkt. Die Ionen können den Elektronen immer schlechter folgen, wodurch die azimuthale Ladungstrennung zunimmt.

## 2.4 Magnetfeld des PSI-1

Für das Verständnis des Stromflusses zwischen Anode und Kathode, der Entstehung des radialen elektrischen Feldes, der Plasmarotation und zur Berechnung der Driften, ist die genaue Kenntnis der Form und der Stärke des Magnetfeldes notwendig.

Das Magnetfeld wird durch vier auf einer Achse liegende zylindrische Spulen erzeugt. Sie befinden sich außerhalb des Vakuumgefäßes. Anhand der Lage der Spulen in Abb. 2.1 ist sofort zu sehen, daß das Magnetfeld entlang seiner Achse nicht homogen sein kann. Dies ist nur innerhalb einer langen dünnen zylindrischen Spule oder aber in einer HELMHOLTZ-Anordnung (Spulenabstand gleich

Spulenradius) näherungsweise möglich. Daher wird das Vektorfeld der magnetischen Flußdichte  $\vec{B}(\vec{r})$  neben der axialen auch eine radiale Komponente besitzen, aber wegen der Zylindersymmetrie keine in azimuthaler Richtung.

Dieses 2-komponentige Vektorfeld könnte durch das Zeichnen kleiner Vektorpfeile dargestellt werden. Übersichtlicher aber ist die Darstellung der Linien konstanten Betrages der magnetischen Flußdichte  $|\vec{B}(r, z)|$  und der Linien konstanten magnetischen Flußes  $\Phi(r, z)$  in der  $r$ - $z$ -Ebene. Die magnetischen Flußisolines stellen die Schnitte durch die Flächen (Röhren) gleichen magnetischen Flußes (sog. magnetische Flächen) dar, auf denen sich die geladenen Teilchen bewegen.

### 2.4.1 Vektorpotential

Für die Berechnung von  $\Phi(r, z)$  und  $\vec{B}(r, z)$  ist es günstig, zuerst das Vektorpotential  $\vec{A}(\vec{r})$  zu berechnen. Aus der MAXWELLSchen-Gleichung (AMPERE'sches-Gesetz)

$$\text{rot } \vec{B} = \mu_0(\vec{j} + \dot{\vec{D}}) \quad (2.20)$$

ergibt sich mit  $\dot{\vec{D}} = 0$  (stationäre Felder),  $\vec{B} = \text{rot } \vec{A}$  und  $\text{div } \vec{A} = 0$

$$\text{rot rot } \vec{A} = \text{grad div } \vec{A} - \Delta \vec{A} = -\Delta \vec{A} = \mu_0 \vec{j} \quad (2.21)$$

mit der Lösung (analog zur POISSON-Gleichung)

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\vec{j}(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d^3r' . \quad (2.22)$$

Hierbei muß die Integration über alle Orte  $\vec{r}'$  der Spule mit nichtverschwindender Stromdichte erfolgen. Dazu ist es notwendig  $\vec{j}$  bezüglich einer gedrehten Basis in Zylinderkoordinaten auszudrücken

$$\vec{j} = j'_r \vec{e}'_r + j'_\theta \vec{e}'_\theta + j'_z \vec{e}'_z . \quad (2.23)$$

Da aber nur ein azimuthaler Spulenstrom fließt, folgt

$$\vec{j} = j'_\theta \vec{e}'_\theta . \quad (2.24)$$

Die Transformation ins Aufpunktsystem ist eine Drehung um  $\theta'$

$$\vec{e}'_r = \cos \theta' \vec{e}_r + \sin \theta' \vec{e}_\theta \quad (2.25)$$

$$\vec{e}'_\theta = -\sin \theta' \vec{e}_r + \cos \theta' \vec{e}_\theta \quad (2.26)$$

$$\vec{e}'_z = \vec{e}_z \quad (2.27)$$

und ergibt

$$\vec{j} = j'_\theta (-\sin \theta' \vec{e}_r + \cos \theta' \vec{e}_\theta) . \quad (2.28)$$

Innerhalb der zylindrischen Spule wird die Stromdichte  $j'_\theta$  als konstant angenommen. Deshalb kann sie aus dem Integral herausgezogen werden ( $j_\theta = j'_\theta$ ). Somit folgt für das Vektorpotential

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} j_\theta \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} \int_0^{2\pi} \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} \frac{-\sin \theta' \vec{e}_r + \cos \theta' \vec{e}_\theta}{|\vec{r} - \vec{r}'|} r' dr' d\theta' dz' , \quad (2.29)$$

wobei das Integral über den Term  $-\sin \theta' \vec{e}_r / |\vec{r} - \vec{r}'|$  aus Symmetriegründen Null ergibt und die Integralgrenzen den Spulenabmessungen entsprechen. Damit besitzt das Vektorpotential, wie zu erwarten, nur eine azimuthale Komponente

$$A_\theta(r, z) = \frac{\mu_0}{4\pi} j_\theta \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} \int_0^{2\pi} \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} \frac{\cos \theta'}{|\vec{r} - \vec{r}'|} r' dr' d\theta' dz' . \quad (2.30)$$

Der Betrag des Abstandes zwischen Aufpunkt und Ortsvektor des Integrationsgebietes ergibt sich zu

$$\begin{aligned} |\vec{r} - \vec{r}'| &= \sqrt{(r \cos \theta - r' \cos \theta')^2 + (r \sin \theta - r' \sin \theta')^2 + (z - z')^2} \\ &= \sqrt{r^2 + r'^2 - 2rr' \cos(\theta - \theta') + (z - z')^2} . \end{aligned} \quad (2.31)$$

Da der Winkel  $\theta$  des Aufpunktes irrelevant ist, kann er Null gesetzt werden und weil  $\cos \theta' = \cos(-\theta')$  ist, folgt für das Vektorpotential endgültig

$$A_\theta(r, z) = \frac{\mu_0}{4\pi} j_\theta \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} \int_0^{2\pi} \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} \frac{\cos \theta'}{\sqrt{r^2 + r'^2 - 2rr' \cos \theta' + (z - z')^2}} r' dr' d\theta' dz' . \quad (2.32)$$

Dieses Integral ist ein elliptisches Integral in  $\cos \theta'$  [Bro89]. Es ist nicht mit elementaren Funktionen darstellbar und muß daher numerisch integriert werden.

Für Orte nahe der  $z$ -Achse ( $0 \leq r \ll r_{\min}$ ), also im Bereich des Plasmas, kann jedoch der Ausdruck innerhalb des Integrals (2.32) in eine TAYLOR-Reihe bis zur 3. Ordnung entwickelt werden, dessen Integration

$$\begin{aligned} A_\theta(r, z) &= \frac{\mu_0}{32} j_\theta r \left[ \right. \\ &- r^2 r_{\min}^3 \left( \frac{1}{(z - z_{\min}) \sqrt{r_{\min}^2 + (z - z_{\min})^2}^3} - \frac{1}{(z - z_{\max}) \sqrt{r_{\min}^2 + (z - z_{\max})^2}^3} \right) \\ &+ r^2 r_{\max}^3 \left( \frac{1}{(z - z_{\min}) \sqrt{r_{\max}^2 + (z - z_{\min})^2}^3} - \frac{1}{(z - z_{\max}) \sqrt{r_{\max}^2 + (z - z_{\max})^2}^3} \right) \\ &- 8(z - z_{\min}) \ln \left( \frac{r_{\min} + \sqrt{r_{\min}^2 + (z - z_{\min})^2}}{r_{\max} + \sqrt{r_{\max}^2 + (z - z_{\min})^2}} \right) \\ &\left. + 8(z - z_{\max}) \ln \left( \frac{r_{\min} + \sqrt{r_{\min}^2 + (z - z_{\max})^2}}{r_{\max} + \sqrt{r_{\max}^2 + (z - z_{\max})^2}} \right) \right] \end{aligned} \quad (2.33)$$

ergibt. Ausdruck (2.33) stellt im Bereich der Plasmasäule ( $r \leq 5 \text{ cm}$ ) eine sehr gute Näherung für das Vektorpotential dar (Fehler  $< 1\%$ ), was einem die zeitaufwendige Integration von (2.32) erspart.

### 2.4.2 Magnetischer Fluß

Mit Hilfe des STOKES'schen-Integralsatzes folgt für den magnetischen Fluß

$$\Phi = \int \vec{B} \cdot d\vec{F} = \int \text{rot } \vec{A} \cdot d\vec{F} = \oint_{\partial F} \vec{A} \cdot d\vec{s} . \quad (2.34)$$

In Zylinderkoordinaten ergibt sich

$$\Phi(r, z) = \int_0^{2\pi} A_\theta(r, z) \vec{e}_\theta \cdot \vec{e}_\theta r d\theta = r A_\theta(r, z) \int_0^{2\pi} d\theta = 2\pi r A_\theta(r, z) . \quad (2.35)$$

### 2.4.3 Magnetische Flußdichte

Die magnetische Flußdichte läßt sich mit  $\vec{B} = \text{rot } \vec{A}$  aus dem Vektorpotential  $\vec{A} = A_\theta \vec{e}_\theta$  berechnen. Für ihre Komponenten ergibt sich

$$B_r(r, z) = -\frac{\partial A_\theta}{\partial z} \quad (2.36)$$

$$B_\theta = 0 \quad (2.37)$$

$$B_z(r, z) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r A_\theta) = \frac{1}{2\pi r} \frac{\partial \Phi}{\partial r} \quad (2.38)$$

$$B(r, z) = |\vec{B}| = \sqrt{B_r^2 + B_z^2}. \quad (2.39)$$

Das numerisch integrierte Vektorpotential (2.32) kann nun in (2.36) und (2.38) eingesetzt und numerisch differenziert werden. Ungünstig ist aber, daß der Ausdruck (2.38) an der Stelle  $r = 0$  singularär wird. Dies kann vermieden werden, indem statt der Integration des Vektorpotentials direkt die Integration der magnetischen Flußdichte erfolgt. Aus Gleichung (2.22) folgt mit<sup>9</sup>

$$\text{rot} \frac{\vec{j}(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} = \frac{\text{rot } \vec{j}(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} + \text{grad} \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \times \vec{j}(\vec{r}') = \text{grad} \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \times \vec{j}(\vec{r}') = \frac{\vec{j}(\vec{r}') \times (\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} \quad (2.40)$$

$$\vec{B}(\vec{r}) = \text{rot } \vec{A}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\vec{j}(\vec{r}') \times (\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} d^3 r'. \quad (2.41)$$

Das ist das BIOT-SAVART'sche-Gesetz. In Zylinderkoordinaten ergeben sich für die Komponenten

$$B_r(r, z) = \frac{\mu_0}{4\pi} j_\theta \int \frac{(z - z') \cos \theta'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} d^3 r' \quad (2.42)$$

$$B_\theta = 0 \quad (2.43)$$

$$B_z(r, z) = \frac{\mu_0}{4\pi} j_\theta \int \frac{r' - r \cos \theta'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} d^3 r'. \quad (2.44)$$

Hier tritt keine Singularität auf, aber es müßten nunmehr zwei Integrale numerisch berechnet werden. Dies hätte aber etwa die doppelte Rechenzeit zur Folge. Deshalb wurde diese Möglichkeit für die exakte numerische Integration von  $\vec{B}$  nicht gewählt.

**$r = 0$  :** Für den speziellen Fall  $r = 0$  läßt sich die Integration von (2.44) aber analytisch ausführen<sup>10</sup>

$$B_z(r = 0, z) = \frac{\mu_0}{2} j_\theta \left[ -(z - z_{\min}) \ln \left( \frac{r_{\min} + \sqrt{r_{\min}^2 + (z - z_{\min})^2}}{r_{\max} + \sqrt{r_{\max}^2 + (z - z_{\min})^2}} \right) + (z - z_{\max}) \ln \left( \frac{r_{\min} + \sqrt{r_{\min}^2 + (z - z_{\max})^2}}{r_{\max} + \sqrt{r_{\max}^2 + (z - z_{\max})^2}} \right) \right]. \quad (2.45)$$

Diese Gleichung liefert das exakte Magnetfeld entlang der  $z$ -Achse einer beliebigen zylindrischen Spule mit homogener Stromdichte. Wird weiterhin die Spule vereinfacht als unendlich dünner Ring (Kreis) mit dem Radius  $r' = R$  an der Stelle  $z' = Z$  angenommen, so folgt mit

$$\int_{z_{\min}}^{z_{\max}} \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} j_\theta dr dz = NI \quad (2.46)$$

<sup>9</sup>Da sich die Rotation nur auf den Aufpunkt  $\vec{r}$  bezieht, ist  $\text{rot } \vec{j}(\vec{r}') = 0$ .

<sup>10</sup>Einsetzen von Gl. (2.33) in Gl. (2.38) ergibt für  $r = 0$  ebenfalls Gl. (2.45).

aus Gl. (2.44)

$$\begin{aligned}
 B_z(r=0, z) &= \frac{\mu_0}{4\pi} N I \int_0^{2\pi} \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} \frac{\delta(r'-R)\delta(z'-Z)r'^2}{\sqrt{r'^2 + (z-z')^2}^3} dr' dz' d\theta' \\
 &= \frac{\mu_0}{2} \frac{N I R^2}{\sqrt{R^2 + (z-Z)^2}^3}, \tag{2.47}
 \end{aligned}$$

( $N$ -Windungszahl,  $I$ -Spulenstrom), wobei sich für  $z \gg R$  die bekannte Abhängigkeit  $B_z \sim 1/z^3$  ergibt ( $Z=0$ ). Für eine Zylinderspule ist dies nur eine einfache Näherung.

#### 2.4.4 Berechnung des Magnetfeldes für das Standardregime

Das Gesamtvektorpotential am Ort des Aufpunktes ist die Summe der Integrale (2.32) über die 4 Spulen, wobei für die Integrationsgrenzen die entsprechenden Abmaße der jeweiligen Spule einzusetzen sind. Der Betrag der Stromdichte in jeder zylindrischen Spule wird als konstant über die Querschnittsfläche  $F = (r_{\max} - r_{\min})(z_{\max} - z_{\min})$  zu  $j_\theta = NI/F$  ( $N$ -Windungszahl,  $I$ -Stromstärke) angenommen. Tabelle 2.2 enthält die zur Berechnung notwendigen Spulenparameter. Die Spulenströme entsprechen der Standardmagnetfeldkonfiguration, welche in Abb. 2.3 dargestellt ist.

Spule	1	2	3	4
$I$ [A]	500	500	45	90
$N$	208	208	600	600
$r_{\min}$ [cm]	15.2	15.2	17.8	17.8
$r_{\max}$ [cm]	30.0	30.0	32.2	32.2
$z_{\min}$ [cm]	20.0	118.0	179.3	200.6
$z_{\max}$ [cm]	47.6	145.6	195.4	216.7
$j_\theta$ [A/mm <sup>2</sup> ]	2.55	2.55	1.16	2.33

Tab. 2.2: Parameter der 4 Magnetfeldspulen (Ströme entsprechen der Standardmagnetfeldkonfiguration)

sich als Summe über die 4 Spulen mit  $R_i = (r_{\min i} + r_{\max i})/2$  und  $Z_i = (z_{\min i} + z_{\max i})/2$  aus Gl. (2.47) zu

$$B_z(r=0, z) = \frac{\mu_0}{2} \sum_{i=1}^4 \frac{N_i I_i R_i^2}{\sqrt{R_i^2 + (z - Z_i)^2}^3} \tag{2.48}$$

ergibt. Wie zu erwarten, treten die größten Abweichungen zwischen beiden Kurven in Spulennähe auf, da in Gl. (2.48) der Strom nur entlang eines Kreises fließt. Die dadurch lokal höhere Stromdichte bewirkt eine größere magnetische Flußdichte. Für eine einfache Abschätzung ist Gl. (2.48) aber gut geeignet. Insbesondere eignet sie sich als Fitfunktion zur Berechnung der Spulenströme für einen gewünschten axialen Magnetfeldverlauf (inverses mehrdimensionales Optimierungsproblem), da sie schnell berechenbar ist.

Werden zwei Spulen mit gleichem Radius  $R$  und gegenseitigem axialen Abstand  $d$  betrachtet, so verschwinden erste und zweite Ableitung von  $B_z$  (Gl. (2.48)) am Ort zwischen beiden Spulen genau dann, wenn  $d = R$  ist. Dies ist die eingangs erwähnte HELMHOLTZ-Anordnung zweier ringförmiger<sup>11</sup> Spulen zur Erzeugung eines homogenen Magnetfeldes.

<sup>11</sup>Für zylindrische Spulen ist auch das nur eine einfache Näherung. Gl. 2.45 liefert keine so einfache analytische Lösung für den optimalen Abstand von Zylinderspulen.



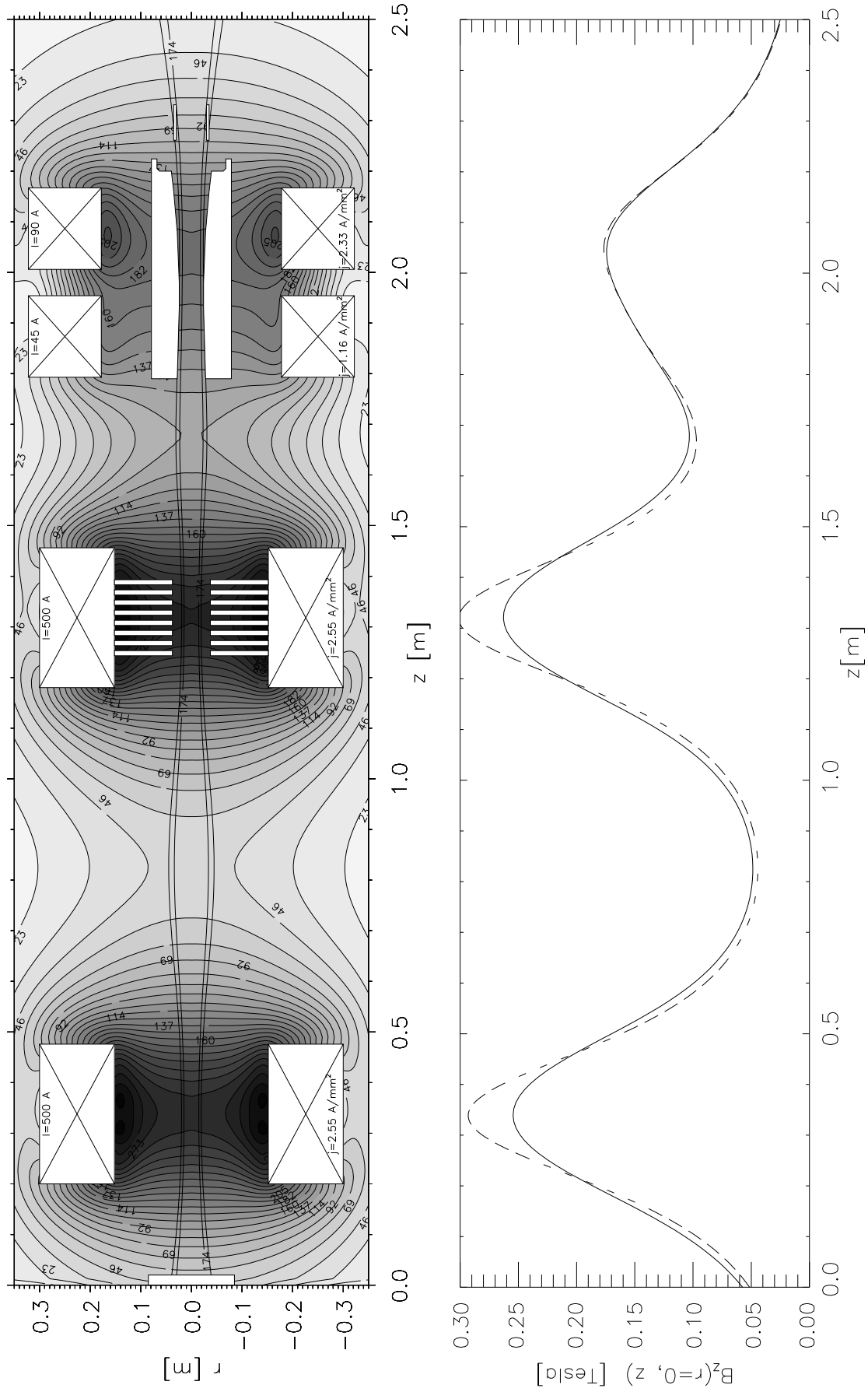


Abb. 2.3: Standardmagnetfeldkonfiguration des PSI-1. Das obere Bild zeigt die  $\Phi(r, z)=\text{konst.}$  Linien (in  $10^{-6}\text{Vs}$ ) und die  $B(r, z)=\text{konst.}$  Linien (in  $10^{-3}\text{Vs/m}^2$ ). Die Grauwerte sind linear abgestuft und geben die Stärke von  $B$  an (je dunkler um so stärker). Das untere Bild zeigt den Verlauf von  $B_z(z)$  für  $r = 0$ . Die durchgezogene Kurve zeigt die korrekte Feldstärke nach Gl. (2.45), die gestrichelte Kurve das Ergebnis des nur näherungsweise gültigen Ausdrucks (2.48).

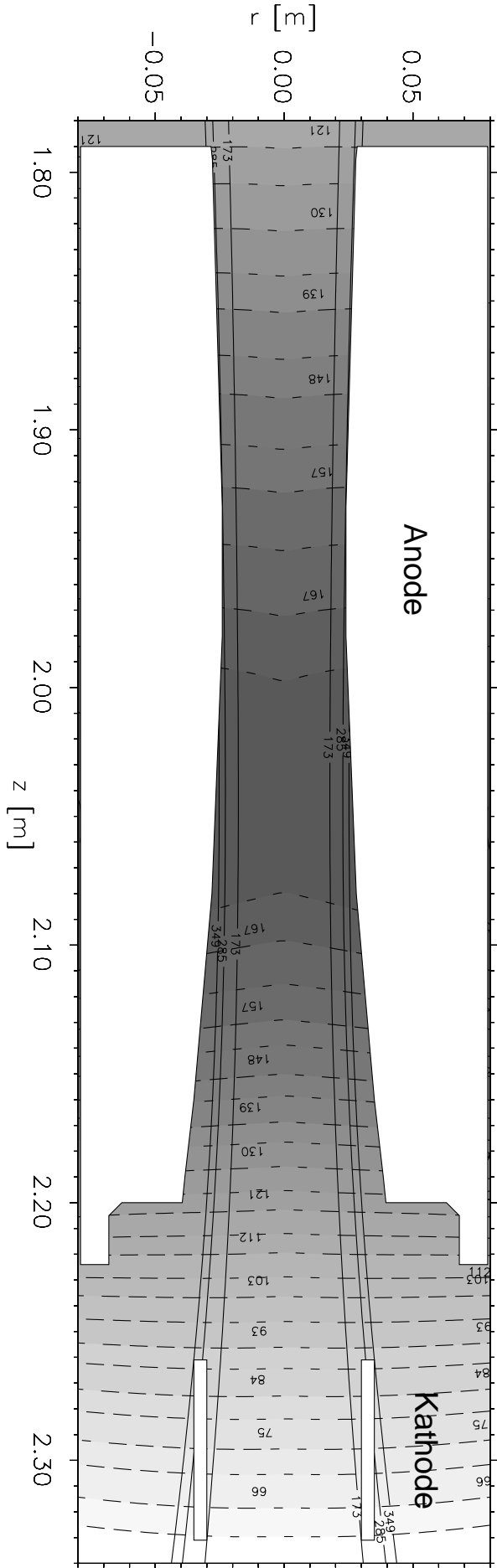


Abb. 2.4: Magnetfeld zwischen Anode und Kathode (Standardmagnetfeldkonfiguration). Die Form von Kathode und Anode sowie der Verlauf der Feldlinien sind die Ursache für das Plasmahohprofil. Gut zu sehen ist die Flußlinie  $\varrho = 1$  mit  $\Phi_0 = 285 \mu V_s$ , welche die Anode tangiert und somit den Radius des auströmenden Plasmas bestimmt. Die Isolinien von  $B$  sind gestrichelt eingezeichnet; die zugehörigen Zahlenwerte sind in mT angegeben.

### 2.4.5 Bedeutung der magnetischen Flußisolines

Aus dem Vorstehendem folgt, daß der Gradient des magnetischen Flusses orthogonal zur magnetischen Flußdichte ist

$$\nabla\Phi \perp \vec{B} \Leftrightarrow \nabla\Phi \cdot \vec{B} = \begin{pmatrix} \frac{\partial\Phi}{\partial r} \\ 0 \\ 2\pi r \frac{\partial A_\theta}{\partial z} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} -\frac{\partial A_\theta}{\partial z} \\ 0 \\ \frac{1}{2\pi r} \frac{\partial\Phi}{\partial r} \end{pmatrix} = 0. \quad (2.49)$$

Damit sind die Vektoren des Vektorfeldes  $\vec{B}(\vec{r})$  Tangentialvektoren an den magnetischen Flußisolines(-flächen). Die geladenen Teilchen, die aufgrund ihrer Gyration ein magnetisches Moment besitzen, bewegen sich im Mittel entlang dieser Flächen.

### 2.4.6 Magnetische Koordinate

Im Bereich des Plasmas ( $r \leq 5 \text{ cm}$ ) gilt näherungsweise  $A_\phi \sim r$ ,  $\Phi \sim r^2$ ,  $B(r) \approx \text{const.}$  und somit

$$\Phi(r, z) = B(z) \pi r^2. \quad (2.50)$$

Deshalb kann in diesem Bereich eine zum Radius proportionale und auf eine ausgewählte Flußfläche  $\Phi_0$  normierte magnetische Koordinate  $\varrho = r/r_0$  eingeführt werden

$$\varrho(r, z) := \sqrt{\frac{\Phi(r, z)}{\Phi_0}} = \sqrt{\frac{B(z) \pi r^2}{\Phi_0}} = \frac{r}{r_0(z)} \quad \text{mit:} \quad r_0(z) = \sqrt{\frac{\Phi_0}{\pi B(z)}}. \quad (2.51)$$

Zur Normierung wird die Flußröhre verwendet, die die Anode gerade tangiert. Sie gibt den Radius des aus der Anode austretenden Plasmas vor und besitzt in der Standardmagnetfeldkonfiguration (siehe Abb. 2.3 und 2.4) einen Fluß von  $\Phi_0 = 285 \mu\text{Vs}$ . Damit entspricht  $r_0(z)$  bzw.  $\varrho(z) = 1$  dem theoretischen Plasmaradius entlang der  $z$ -Achse, wie er sich ohne Diffusion und bei kleinen Gyroradien einstellen würde. Dadurch vereinfacht sich der Vergleich von radialen Profilen der Plasmaparameter an verschiedenen axialen Positionen untereinander.

### 2.4.7 Ursache des Plasmahohlprofils

Sondenmessungen in der Druckstufe (etwa 10 cm hinter der Anode) zeigen, daß der Elektronendruck stets ein Hohlprofil besitzt, dessen Maximum bei etwa  $\varrho \approx 0.9$  liegt (siehe Abb. 4.1, S. 65).

Mit Abb. 2.4, welche das Magnetfeld zwischen Anode und Kathode dargestellt, kann dies verstanden werden. Die Elektronen, die von der geheizten Kathode emittiert und zur Anode hin beschleunigt werden, bewegen sich entlang der Flußlinien im Bereich von  $\Phi = 173 \dots 349 \mu\text{Vs}$ . In diesem Bereich wird das Neutralgas ionisiert und entsteht das Plasma.

Während das Plasma im Bereich der Flußlinien von  $\Phi = 285 \dots 349 \mu\text{Vs}$  auf die Anode trifft und sie heizt<sup>12</sup>, kann das Plasma innerhalb der Flußlinie  $\Phi_0 = 285 \mu\text{Vs}$  ( $\varrho = 1$ ) aus der Anode ausströmen. Damit ergibt sich für das aus der Anode ausströmende Plasma im Bereich der Flußlinien von  $\Phi = 173 \dots 285 \mu\text{Vs}$  ( $\varrho = 0.78 \dots 1$ ) ein Maximum in der Energiedichte.

Das anfangs scharfe Hohlprofil zerläuft radial entlang der  $z$ -Achse durch Diffusion. Auch im Targetraum zeigt der Elektronendruck  $p_e$  normalerweise noch ein Hohlprofil<sup>13</sup>, welches aber deutlich flacher ist.

<sup>12</sup>Das Plasma rekombiniert an der Anodenoberfläche. Das dadurch entstehende Neutralgas diffundiert radial nach innen und wird teilweise wieder ionisiert (Recycling).

<sup>13</sup>Bei den leichten Gasen (H, D, He) dominiert das Hohlprofil von  $n_e$  gegenüber dem von  $T_e$ , bei den schweren Gasen (Ar, Kr, Xe) ist es genau umgekehrt.



## Kapitel 3

# Plasmadiagnostiken

### 3.1 LANGMUIR-Sonden

Mit Hilfe des Vermessens der Strom-Spannungskennlinien einer oder mehrerer metallischer Elektroden (LANGMUIR-Sonden<sup>1</sup>), welche sich in einem Plasma befinden, ist u.a. die Bestimmung der Elektronentemperatur und -dichte des Plasmas möglich. Der Vorteil von LANGMUIR-Sonden liegt in ihrem relativ einfachen und preiswerten Aufbau sowie in ihrer hervorragenden Orts- und Zeitauflösung. Deshalb erfreuen sie sich seit Beginn der experimentellen Plasmaphysik breiter Anwendung.

Trotz der umfangreichen und weit zurückreichenden Literatur zu diesem Thema soll hier beschrieben werden, wie die Plasmaparameter aus den Sondendaten ermittelt wurden, da einige Anpassungen der Theorie auf die speziellen Bedingungen des PSI-1-Plasmas notwendig waren.

Eine Einzelsonde ist i.a. so aufgebaut, daß ein metallischer Draht (z.B. aus Wolfram) soweit mit einem Keramikröhrchen (z.B. aus  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) isoliert wird, so daß nur eine kleine Spitze des Drahtes in direktem elektrischen Kontakt zum Plasma steht. Je nach Anzahl der verwendeten Sondenspitzen wird zwischen Einzel-, Doppel- und Tripelsonde unterschieden. Jeder Sondentyp hat seine speziellen Vor- und Nachteile.

Es wurden ausschließlich zylindrische Sonden eingesetzt, deren Durchmesser und Höhe  $d \approx h \approx 1 \text{ mm}$  folgender Relation genügen (vergleiche Tab. 2.1, S. 22)

$$\lambda_D \ll r_{ge} \ll d \approx h \ll r_{gi} < \lambda_{ee,ei,ii} \ll \lambda_{e0,i0} . \quad (3.1)$$

Wegen der großen freien Weglängen im Vergleich zur DEBYE-Länge können Stöße innerhalb der Sondenvorschicht<sup>2</sup> vernachlässigt werden. Für den Elektronen- und Ionenfluß auf die Sonde müssen dagegen, wegen der unterschiedlichen Gyoradien von Elektronen und Ionen, unterschiedliche Sondenflächen berücksichtigt werden. Aufgrund der starken Magnetisierung der Elektronen kann im Fall des PSI-1 auf eine genaue Betrachtung der Elektronenbahnen in der Sondenvorschicht verzichtet werden. Detailliertere Betrachtungen zur Berücksichtigung von Stößen und Teilchenbahnen in Sondernähe im schwach magnetisierten Fall befinden sich in [Sch68, Ull76, Hut87].

Weiterhin können im Fall des PSI-1 Thermoemissions- und Sekundärelektronenemissionsstrom der Sonde im Vergleich zum normalen Kennlinienstrom vernachlässigt werden, da die Sondentemperaturen und die Ionenenergien für gewöhnlich unkritisch sind.

<sup>1</sup>Erstmals von I. LANGMUIR im Jahre 1924 verwendete Technik.

<sup>2</sup>Die Sondenvorschicht erstreckt sich wenige DEBYE-Längen um die Sonde herum. Durch die Potentialstörung der Sonde ist das Plasma in diesem Raumbereich nicht quasineutral.

### 3.1.1 Einzelsonde

Bei einer Einzelsonde besteht die Gegenelektrode im PSI-1 immer aus der gesamten Gefäßwand.

Anode und Gefäß sind elektrisch miteinander verbunden (siehe Abb. 3.1). Wenn die Sonde isoliert ist und daher kein Strom fließen kann, wird sie als floatend bezeichnet. Sie stellt sich auf das sog. Floating-potential  $U_{fl}$  ein, welches negativ ist. Die Ursache dafür ist, daß die Elektronen, da sie leichter als die Ionen sind, eine höhere mittlere Geschwindigkeit als die Ionen besitzen (es wird MAXWELL-Verteilung und  $T_i \approx T_e$  vorausgesetzt) und somit pro Zeiteinheit mehr Elektronen auf die Sondenoberfläche treffen als Ionen. Die Sonde lädt sich dadurch so weit negativ auf, bis der Gesamtstrom Null ist. Dabei werden die Elektronen im elektrischen Feld der Sondenvorschicht abgebremst und die Ionen beschleunigt.

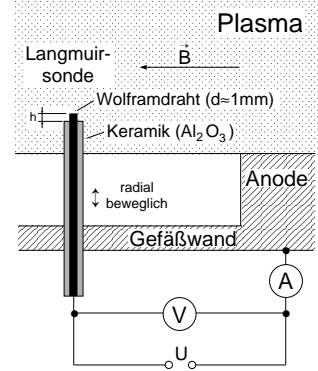


Abb. 3.1: Einzelsonde.

#### 3.1.1.1 Kennlinie der Einzelsonde

**Mittlere Geschwindigkeiten:** Nach BOHM (siehe z.B. [Hut87, Fus94]) erreichen die Ionen an der Schichtkante eine mittlere Geschwindigkeit von  $\bar{v}_{iS} = c_s$ , die der Schallgeschwindigkeit  $c_s = \sqrt{k_B(\gamma_e T_e + \gamma_i T_i)/m_i}$  entspricht. Die Ionendichte an der Schichtkante ergibt sich zu  $n_{iS} = e^{-1/2} n_i$ , wobei  $n_i$  die Ionendichte des ungestörten Plasmas ist. Aus der vorausgesetzten Stoß- und Quelfreiheit in der Schicht und in Teilen der Vorschicht folgt, daß der Ionenfluß

$$\Gamma_i = n_{iS} \bar{v}_{iS} = e^{-1/2} n_i c_s = n_i \bar{v}_i \quad (3.2)$$

konstant sein muß. Um der Einfachheit halber nur mit Größen zu rechnen die sich auf das ungestörte Plasma beziehen, kann somit gleichwertig gesagt werden, daß die Ionen mit einer mittleren Geschwindigkeit von

$$\bar{v}_i = e^{-1/2} c_s \quad (3.3)$$

aus dem ungestörten Plasma der Dichte  $n_i$  auf die Sonde zuströmen. Zur Berechnung der Schallgeschwindigkeit werden die Elektronen als isotherm angenommen ( $\gamma_e = 1$  ( $f_e \rightarrow \infty$ )); die Ionen - da Stoßfreiheit vorausgesetzt wurde - als eindimensional ( $\gamma_i = 3$  ( $f_i = 1$ , siehe dazu Fußnote 7, S. 23)). Wird  $\gamma_i T_i \approx \gamma_e T_e$  gesetzt, was  $T_i \approx 1/3 T_e$  bedeutet und etwa den experimentellen Gegebenheiten in der Druckstufe entspricht, folgt

$$\bar{v}_i = \alpha \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}} \quad \text{mit:} \quad \alpha \approx e^{-1/2} \sqrt{2} \approx 0.86. \quad (3.4)$$

Durch den Vorfaktor  $\alpha$  wird die Ionentemperatur als feste Korrektur mitberücksichtigt, im weiteren aber eliminiert und die Rechnung vereinfacht. Er liegt im Bereich zwischen  $e^{-1/2} \approx 0.61$  ( $T_i = 0$ ) und  $2e^{-1/2} \approx 1.2$  ( $T_i = T_e$ ).

Besitzen die Elektronen eine MAXWELL-Verteilung, so ergibt sich für die Einteilchenverteilungsfunktion des Betrages der Elektronengeschwindigkeit  $v_e := |\vec{v}_e|$  (siehe z.B. [Rei77])

$$F(v_e) dv_e = \left( \frac{m_e}{2\pi k_B T_e} \right)^{3/2} e^{-\frac{m_e v_e^2}{2k_B T_e}} 4\pi v_e^2 dv_e \quad (3.5)$$

mit

$$\int_{v_e=0}^{\infty} F(v_e) dv_e = 1 \quad \text{und} \quad \bar{v}_e = \int_{v_e=0}^{\infty} v_e F(v_e) dv_e = \sqrt{\frac{8}{\pi} \frac{k_B T_e}{m_e}}. \quad (3.6)$$

Liegt nun zwischen der Sondenspitze und der Gefäßwand die Spannung  $U$  an, so werden je nach Vorzeichen zum Plasmapotential  $U_{pl}$  (ebenfalls bezogen auf Gefäßwand) entweder die Elektronen

( $U < U_{pl}$ ) oder die Ionen ( $U > U_{pl}$ ) von der Sonde abgestoßen. Sind die Teilchengeschwindigkeiten MAXWELL-verteilt, so wird die Flußminderung durch den BOLTZMANN-Faktor (siehe Gl. (3.20) oder z.B. [Bit86])

$$W(U) = e^{\pm \frac{e(U-U_{pl})}{k_B T_e}} \quad (3.7)$$

beschrieben<sup>3</sup>. Von der jeweils anderen Spezies (die die nicht abgestoßen wird) kann nur maximal der Sättigungsstrom fließen ( $I_{sat_i}$ -Ionensättigungsstrom,  $I_{sat_e}$ -Elektronensättigungsstrom), da die Teilchen nicht schneller als mit ihren mittleren Geschwindigkeiten aus dem ungestörten Plasma herausfließen können.

**Kennlinie:** Für den Gesamtstrom der Sonde folgt damit ( $I_e$ -Elektronenstrom,  $I_i$ -Ionenstrom,  $Z$ -Ionenladungszahl)

$$I(U) = \left\{ \begin{array}{ll} U \leq U_{pl} : & I_{sat_i} + I_e(U) = -A_i Z e n_i \bar{v}_i + A_e e n_e \frac{\bar{v}_e}{4} e^{\frac{e(U-U_{pl})}{k_B T_e}} \\ U \geq U_{pl} : & I_i(U) + I_{sat_e} = -A_i Z e n_i \bar{v}_i e^{-\frac{e(U-U_{pl})}{k_B T_e}} + A_e e n_e \frac{\bar{v}_e}{4} \end{array} \right\} . \quad (3.8)$$

Der Term  $\bar{v}_e/4$  ergibt sich dadurch, daß für den Elektronenfluß nur der Halbraumwinkel  $\pi$  in Gl. (3.5) berücksichtigt werden muß. Damit wird dem am PSI-1 zu beobachtenden Effekt Rechnung getragen, daß die Elektronen sehr gut ans Magnetfeld gebunden sind und sie die Sonde nahezu nur von einer Seite her anströmen, und zwar von der, die zur Plasmaquelle hin zeigt. Anders wären die gemessenen Sättigungsstromverhältnisse (siehe z.B. Abb. 3.4) nicht zu erklären.

Zusätzlich müssen wegen der unterschiedlichen Gyroradien und Magnetisierung von Ionen und Elektronen verschiedene effektive Sondenflächen ( $A_i$ ,  $A_e$ ) berücksichtigt werden. Die Ionen erreichen fast die gesamte Sondenoberfläche, die Elektronen jedoch nur die projizierte Sondenquerschnittsfläche. Für Zylindersonden ( $d$ -Durchmesser,  $h$ -Höhe) gilt deshalb

$$a := \frac{A_i}{A_e} = \frac{A_{Mantel} + A_{Grund}}{A_{Projektion}} = \frac{\pi d h + \frac{\pi}{4} d^2}{d h} = \pi \left( 1 + \frac{1d}{4h} \right) \stackrel{d=h}{\approx} 4 . \quad (3.9)$$

Mit den Voraussetzungen, daß nur einfach geladene Ionen betrachtet werden ( $Z = 1$ ) und die Vorsicht näherungsweise quasineutral ist ( $n_e \approx n_i$ ), ergibt sich durch Einsetzen von (3.4), (3.6) und (3.9) in (3.8) die Strom-Spannungs-Kennlinie der Einzelsonde bezogen auf das Plasmapotential zu

$$I(U) = \left\{ \begin{array}{ll} U \leq U_{pl} : & I_{sat_i} \left[ 1 - e^{\mu + \frac{e(U-U_{pl})}{k_B T_e}} \right] \\ U \geq U_{pl} : & I_{sat_e} \left[ 1 - e^{-\left( \mu + \frac{e(U-U_{pl})}{k_B T_e} \right)} \right] \end{array} \right\} , \quad (3.10)$$

mit

$$I_{sat_i} = -\alpha A_i e n_e \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}} , \quad I_{sat_e} = -I_{sat_i} e^\mu \quad \text{und} \quad \mu := \ln \left( \frac{1}{\alpha a} \sqrt{\frac{m_i}{2\pi m_e}} \right) . \quad (3.11)$$

Wird  $I = 0$  gesetzt, so ergibt sich das Floatingpotential  $U_{fl} := U(I = 0)$  zu

$$U_{fl} = -\mu \frac{k_B T_e}{e} + U_{pl} . \quad (3.12)$$

Das Floatingpotential wird also im wesentlichen durch die Elektronentemperatur, das Ionen-Elektronen-Massenverhältnis und das Flächenverhältnis (Gyroradienunterschied bzw. Magnetisierungsverhältnis) bestimmt. Das Plasmapotential wird durch äußere (Elektroden, E-Feld Komponenten von Wellen) und innere elektrische Felder (Ladungstrennungsprozesse, Instabilitäten) bestimmt.

<sup>3</sup>Im Falle der Abstoßung der Ionen  $U > U_{pl}$ , sollte exakterweise im Nenner des Exponenten die Ionentemperatur  $T_i$  stehen. Hier wird der Einfachheit halber  $T_i = T_e$  angenommen.

Der Floatingpotentialfaktor  $\mu$  ist in Tab. 3.1 für die verwendeten Gase angegeben, wobei  $\alpha = 0.86$  und  $a = 4$  verwendet wurde. Das Flächenverhältnis  $a$  sollte bei den leichten Gasen etwas kleiner angesetzt werden, da die Ionen dort besser magnetisiert sind (siehe Tab. 2.1). Wird der Ausdruck (3.12) nach  $U_{pl}$  umgestellt und in (3.10) eingesetzt, so ergibt sich die Strom-Spannungskennlinie der Einzelsonde mit Bezug auf das Floatingpotential

$$I(U) = \left\{ \begin{array}{ll} U \leq U_{pl} : & I_{sat_i} \left[ 1 - e^{-\frac{e(U-U_{fl})}{k_B T_e}} \right] \\ U \geq U_{pl} : & I_{sat_e} \left[ 1 - e^{-\frac{e(U-U_{fl})}{k_B T_e}} \right] \end{array} \right\} . \quad (3.13)$$

Gas	$m_i$ [u]	$\mu$	$r$
H	1.0	1.6	5
He	4.0	2.3	10
Ne	20.2	3.1	22
Ar	40.0	3.4	30
Kr	83.8	3.8	45
Xe	131.3	4.0	55

An der Stelle  $U = U_{pl}$  besitzt die Kennlinie einen Knick (Unstetigkeit in der Ableitung), wobei der Sondenstrom hier die Summe der Sättigungsströme annimmt ( $I_{sat_i} < 0$ )

$$I(U_{pl}) = I_{sat_i} + I_{sat_e} , \quad (3.14)$$

da alle Teilchen ungehindert die Sonde erreichen können. Das Verhältnis zwischen Elektronen- und Ionensättigungsstrom ergibt sich zu

$$r := -\frac{I_{sat_e}}{I_{sat_i}} = e^\mu = \frac{1}{\alpha a} \sqrt{\frac{m_i}{2\pi m_e}} . \quad (3.15)$$

Tab. 3.1: Floatingpotentialfaktor  $\mu$  und Sättigungsstromverhältnis  $r$ .

In Tab. 3.1 sind auch die zu erwartenden Sättigungsstromverhältnisse der Einzelsonde angegeben. Aus dem gemessenen Wert für  $r$  können der Floatingpotentialfaktor  $\mu = \ln(r)$  und der Vorfaktor  $\alpha a = \sqrt{\frac{m_i}{2\pi m_e}}/r$  experimentell bestimmt werden. Werden  $\alpha$  und  $A_e$  als zuverlässig bekannt vorausgesetzt, kann eine experimentelle Abschätzung der effektiven Ionensondenfläche  $A_i = aA_e$  erfolgen. Diese kann größer oder kleiner als die gesamte Sondenoberfläche sein, je nachdem wie gut die Ionen magnetisiert sind.

**Auswertung:** Durch einen nichtlinearen Fit der Einzelsondenkennliniengleichung (3.13) im Bereich  $U \leq U_{pl}$ , können die 3 Parameter  $I_{sat_i}$ ,  $U_{fl}$  und  $T_e$  aus der gemessenen Kennlinie bestimmt werden. Dabei ist es nicht notwendig, daß die angelegte Spannung bis zum Plasmapotential  $U_{pl}$  hin durchgefahren wird, da die Information über die Elektronentemperatur schon im Anstieg der Kennlinie im Bereich des Floatingpotentials enthalten ist. Dies ist vorteilhaft bei heißen und dichten Plasmen, da dort der Elektronenstrom für  $U > U_{fl}$  auf die Sonde schnell so groß werden kann, daß sie durch die hohe thermische Belastung zerstört wird.

Die Plasmaparameter können aber auch ohne aufwendigen Fit aus dem Ionensättigungsstrom  $I_{sat_i}$ , dem Floatingpotential  $U_{fl}$  und dem Anstieg der Kennlinie  $dI/dU|_{U=U_{fl}}$  bei  $U_{fl}$  bestimmt werden. Die Ableitung von Gl. (3.13) im Bereich  $U \leq U_{pl}$  ist

$$\frac{dI}{dU} = (I - I_{sat_i}) \frac{e}{k_B T_e} , \quad (3.16)$$

und mit  $I = 0$  an der Stelle  $U = U_{fl}$  folgt daraus die Elektronentemperatur  $T_e$ . Mit ihr lassen sich dann Elektronendichte und Plasmapotential berechnen

$$\frac{k_B T_e}{e} = \frac{-I_{sat_i}}{\frac{dI}{dU}|_{U=U_{fl}}} , \quad n_e = \frac{-I_{sat_i}}{\alpha A_i e \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}}} \quad \text{und} \quad U_{pl} = U_{fl} + \mu \frac{k_B T_e}{e} . \quad (3.17)$$

Verglichen mit dem nichtlinearen Fit ist diese Methode schneller, da sie nur 3 Parameter an 2 Stellen der Kennlinie benötigt, deswegen aber auch ungenauer.



### 3.1.1.2 Elektronenenergieverteilungsfunktion (EEVF)

**Diskussion:** Für ein unmagnetisiertes isotropes Plasma kann mit Hilfe der zweiten Ableitung der Einzelsondenkennlinie ( $d^2I/dU^2$ ) im Bereich des Elektronenanlaufstromes ( $U \leq U_{pl}$ ) die EEVF<sup>4</sup> berechnet werden [Dru30, Sch68]. Ist das Plasma magnetisiert, d.h. anisotrop, kann diese Methode nicht mehr verwendet werden.

Im Plasma des PSI-1 sind die Elektronen stark magnetisiert und ihre Gyoradien sind klein gegen die Sondenabmessungen ( $r_{ge} \ll d \approx h$ ). Deshalb können Orbiteffekte der Elektronen bei den hier verwendeten Zylindersonden vernachlässigt werden. Da die räumliche Ausdehnung des elektrischen Feldes, welches die Sonde in ihrer Umgebung erzeugt, wiederum klein gegen den Elektronengyoradius ist ( $\lambda_D \ll r_{ge}$ ), spielt auch die  $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift keine Rolle für den Elektronenstrom.

Von experimenteller Seite her besteht zu alldem auch kein Anlaß, da die gemessenen Kennlinien sich gut mit dem BOLTZMANN-Faktor beschreiben lassen. Offensichtlich ist der Anteil der Elektronen, die in die Schicht eintreten und sie durchfliegen, ohne auf die Sonde zu treffen, sehr klein, so daß etwaige Korrekturen vernachlässigbar sind.

Wichtig ist im weiteren die präzise Unterscheidung zwischen der Verteilungsfunktion des Betrages der Geschwindigkeit  $F(v_e)$  mit  $v_e = |\vec{v}_e|$  und der einer Komponente  $f(v_{e\alpha})$  mit  $\alpha = x, y, z$ . Es sind zwei verschiedene Funktionen, die gesondert betrachtet werden müssen (siehe z.B. [Rei77]).

**Ableitung der EEVF:** Aus dem Vorstehenden folgt, daß mit zylindrischen Sonden im Falle stark magnetisierter Elektronen, im wesentlichen die EGVF der  $z$ -Komponente der Elektronengeschwindigkeit (parallel  $\vec{B}$ ) gemessen wird<sup>5</sup>. Für den Elektronenstromanteil  $I_e = I - I_{sat_i}$  der Kennlinie ( $U \leq U_{pl}$ ) kann daher

$$I_e(U) = A_e e n_e \bar{v}_{ez}(U) = A_e e n_e \int_{v_{ez}^{cut}(U)}^{\infty} v_{ez} f(v_{ez}) dv_{ez} \quad (3.18)$$

angesetzt werden. Mit der Abschneidegeschwindigkeit  $v_{ez}^{cut}$  und einer MAXWELL-Verteilung der  $z$ -Komponente der Elektronengeschwindigkeit

$$v_{ez}^{cut}(U) = \sqrt{-\frac{2e(U - U_{pl})}{m_e}} \quad \text{und} \quad f(v_{ez}) = \sqrt{\frac{m_e}{2\pi k_B T_e}} e^{-\frac{m_e v_{ez}^2}{2k_B T_e}}, \quad (3.19)$$

ergibt sich für den Elektronenstrom die bekannte Abhängigkeit vom BOLTZMANN-Faktor<sup>6</sup>

$$I_e(U) = A_e e n_e \frac{\bar{v}_e}{4} e^{\frac{e(U - U_{pl})}{k_B T_e}}. \quad (3.20)$$

Ist die EEVF dagegen unbekannt, so ist es erforderlich Gl. (3.18) nach der gesuchten Verteilungsfunktion  $f(v_{ez})$  umzustellen. Dazu ist es offensichtlich notwendig, den Elektronenstrom nach der Spannung zu differenzieren. Mit der Elektronenanlaufspannung  $U_e := -(U - U_{pl})$  ergibt sich  $v_{ez}^{cut}(U_e) = \sqrt{2eU_e/m_e}$  und durch Umparametrisierung von Gl. (3.18) nach  $U_e$  folgt

$$I_e(U_e) = \frac{A_e e^2 n_e}{m_e} \int_{U_e}^{\infty} f(U'_e) dU'_e \quad (3.21)$$

<sup>4</sup>EEVF=Elektronenenergieverteilungsfunktion, EGVF=Elektronengeschwindigkeitsverteilungsfunktion.

<sup>5</sup>Ähnliche Argumentationen finden sich bei [Pie86, Kli91, Dem98].

<sup>6</sup>Nur Elektronen deren Geschwindigkeit größer als die Abschneidegeschwindigkeit ist, können die Sonde erreichen. Die Verteilungsfunktion braucht nicht verschoben (abgebremst) zu werden, da sie die des ungestörten Plasmas ist. Konsistent dazu wird die ungestörte Elektronendichte verwendet.

und für die Ableitung

$$\frac{dI_e}{dU_e} = -\frac{A_e e^2 n_e}{m_e} f(U_e) . \quad (3.22)$$

Die EGVF bzw. EEVF der  $z$ -Komponente hängt also in diesem Fall mit der *ersten* Ableitung der gemessenen Sondenkennlinie zusammen

$$f(U_e) = -\frac{m_e}{A_e e^2 n_e} \frac{dI_e}{dU_e} . \quad (3.23)$$

Mit der Annahme, daß die  $x$ - und  $y$ -Komponenten der Elektronengeschwindigkeit ebenso verteilt sind (isotrope Verteilung), kann auf die EGVF bzw. EEVF des Betrages der Geschwindigkeit bzw. der Gesamtenergie geschlossen werden<sup>7</sup>. Integration über den Geschwindigkeitsraum ergibt

$$F(U_e) = f(U_e) 4\pi v_e^2 = -C U_e \frac{dI_e}{dU_e} , \quad (3.24)$$

wobei jetzt  $v_e(U_e) = \sqrt{2eU_e/m_e}$  gilt, da die Verteilung unabhängig von der Richtung  $\vec{v}_e$  ist und beispielsweise  $v_{e_z} = v_e = |\vec{v}_e|$  gelten kann. Der konstante Vorfaktor  $C$  wird durch die Normierungsbedingung

$$\int_0^\infty F(v_e) dv_e = \int_0^\infty F(U_e) \sqrt{\frac{e}{2m_e U_e}} dU_e = 1 \quad (3.25)$$

bestimmt. Im Falle der MAXWELL-Verteilung (3.5) ist  $C = 4m_e/(A_e e n_e k_B T_e)$ .

**Testkennlinie:** Abb. 3.2 zeigt eine *berechnete* Kennlinie mit nichtmaxwellscher Verteilungsfunktion der Elektronen. Um realistische Verhältnisse zu bekommen, wurde ein Argonplasma mit  $T_e = 2.2 \text{ eV}$ ,  $n_e = 3 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$  und  $U_{pl} = -1 \text{ V}$  angenommen. Die gesamte Sondenoberfläche beträgt  $A_i = 3.9 \text{ mm}^2$  mit einem Flächenverhältnis von  $a = 4$ . Dargestellt sind erste und zweite Ableitung der geglätteten Kennlinie, sowie die EEVF und EGVF des Betrages der Elektronengeschwindigkeit.

Für die EEVF der  $z$ -Komponente wurde die Überlagerung einer MAXWELL-Verteilung der Temperatur  $T_e$  mit einer GAUSS-Verteilung der Temperatur  $T_e/4$  an der Stelle  $eU_\cap = 20 \text{ eV}$  gewählt (Plasma+Elektronenstrahl)

$$f(U_e) = \sqrt{\frac{m_e}{2\pi k_B T_e}} \left[ e^{-\frac{eU_e}{k_B T_e}} + \frac{1}{75} e^{\left(\frac{e(U_e - U_\cap)}{k_B T_e/4}\right)^2} \right] . \quad (3.26)$$

Der Elektronenstromanteil der dargestellten Kennlinie wurde mit Gl. (3.21) durch numerische Integration berechnet. Für die Ionen wurde eine normale MAXWELL-Verteilung angenommen.

An Abb. 3.2 ist deutlich zu erkennen, daß die erste Ableitung der Kennlinie die korrekte EEVF ergibt. Die zweite Ableitung weist an der ansteigenden Flanke der ersten Ableitung negative Werte auf. Im Falle einer nichtmaxwellschen Verteilung liefert sie hier ( $B \neq 0$ ) nicht das gewünschte Ergebnis.

Kritisch bei der Rekonstruktion der EEVF ist die Bestimmung des Plasmapotentials  $U_{pl}$ , welches den Nullpunkt der Energieskala  $U_e = -(U - U_{pl})$  festlegt. An dieser Stelle sollte die Einzelsondenkennlinie theoretisch einen Knick haben (Unstetigkeit in der ersten Ableitung siehe Gl. (3.14)). Bei gemessenen Kennlinien zeigt sich, daß das Fluktuationsniveau mit Erhöhung der Sondenspannung immer mehr zunimmt. Durch die notwendige Mittelung ist die Ableitung einer gemessenen Kennlinie immer stetig, was eine genaue Bestimmung des Plasmapotentials verhindert. Um eine gemeinsame

<sup>7</sup>Exakterweise muß zwischen der EGVF einer Geschwindigkeitskomponente  $f(v_{e_z})$  und der des Betrages der Geschwindigkeit  $F(v_e)$  bzw. zwischen der EEVF von einer Geschwindigkeitskomponente  $f(U_e)$  und der Gesamtenergie vom Betrag der Geschwindigkeit  $F(U_e)$  unterschieden werden.  $f(v_{e_z})$  und  $f(U_e)$  bzw.  $F(v_e)$  und  $F(U_e)$  lassen sich durch Umparametrisierung ineinander überführen.

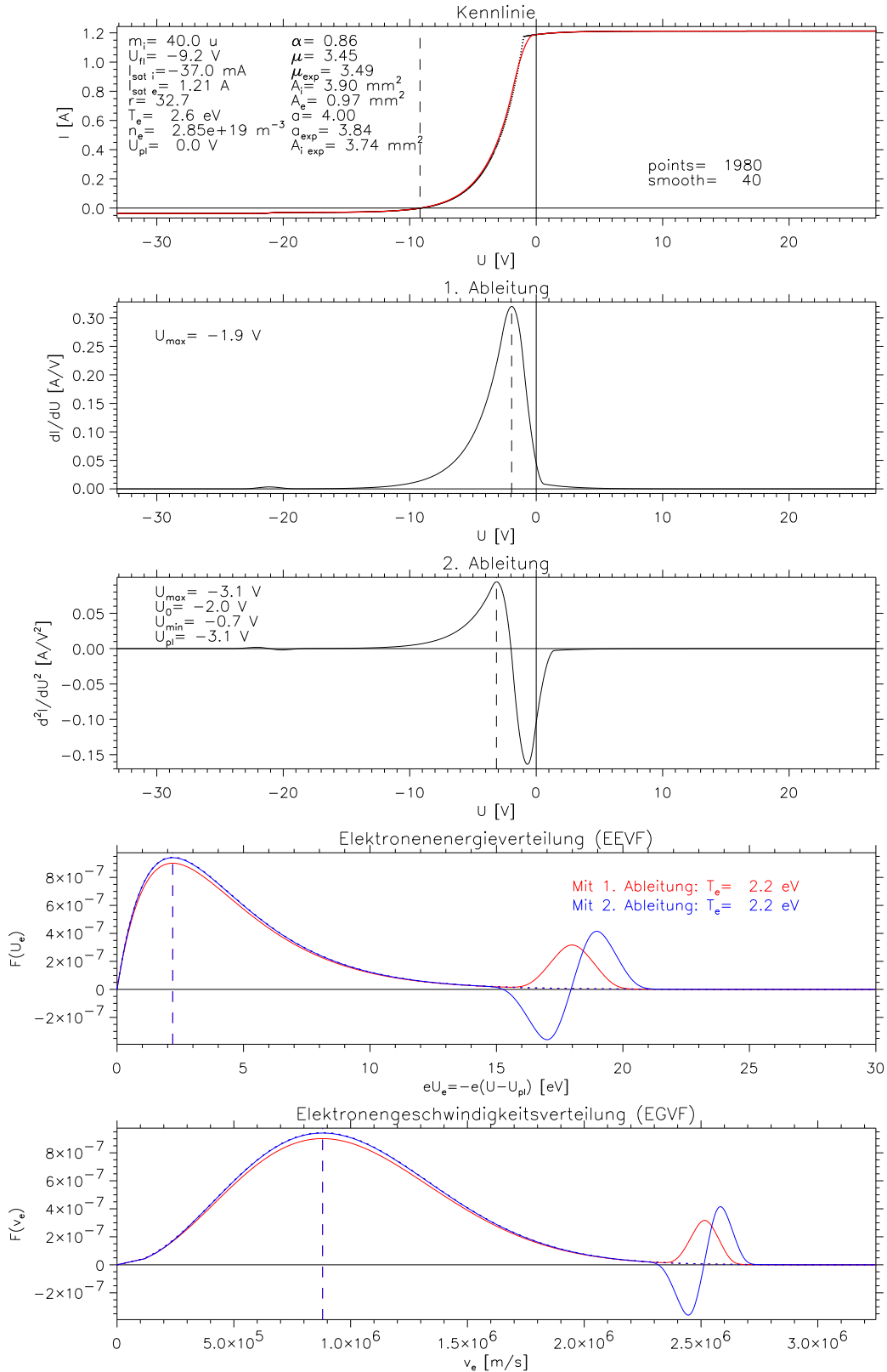


Abb. 3.2: Berechnete Einzelsondenkennlinie mit nichtmaxwellscher Verteilungsfunktion. Die geglättete Kennlinie ist im obersten Plot rot dargestellt. EEVF und EGVF wurden zum Vergleich sowohl mit der ersten (rot) als auch der zweiten Ableitung (blau) berechnet. Als Nullpunkt der Energieskala wurde das Plasmapotential an die Stelle des Maximums der zweiten Ableitung gesetzt ( $U_{max} = -3.1$  V). Da es aber tatsächlich bei  $U = -1$  V liegt (Knick), entsteht eine Verschiebung der Energieskala um  $-2.1$  V. Der maxwellsche Anteil wird davon aber nicht beeinträchtigt, da seine Temperatur in jedem Teil der Kennlinie enthalten ist. Das daraus bestimmte Maximum liegt genau bei der vorgegebenen Temperatur von  $T_e = 2.2$  eV.

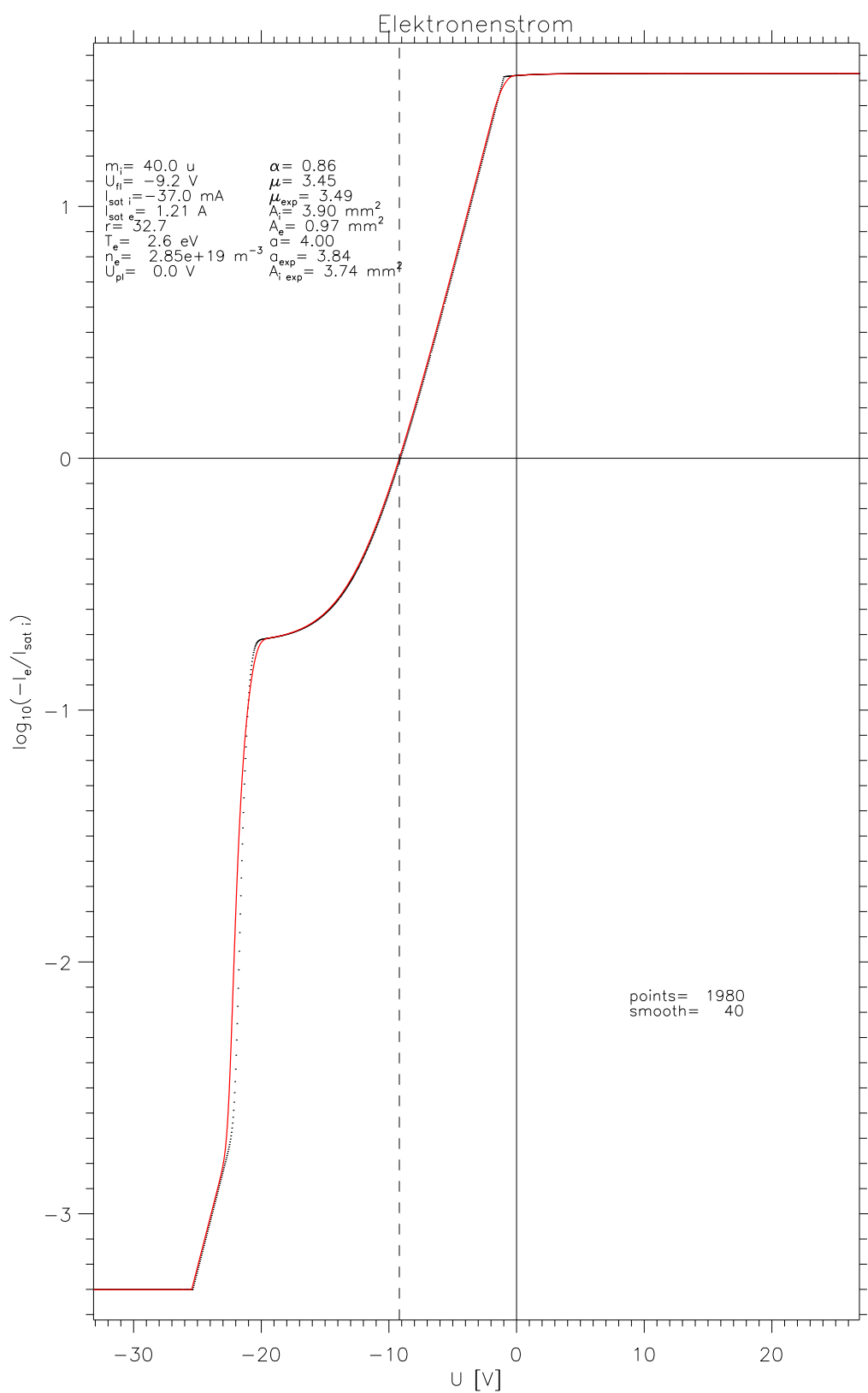


Abb. 3.3: Halblogarithmische Darstellung der berechneten Kennlinie (schwarze Punkte) mit nichtmaxwellischer Verteilungsfunktion. Die Glättung ist rot überlagert. Gut zu sehen ist, wie die Kennlinie im unteren Teil zur MAXWELL-Verteilung zurückkehrt. Die Elektronentemperatur ist umgekehrtproportional zur Steigung der gedachten Gerade.

Energieskale für die Verteilungsfunktionen aus der ersten und zweiten Ableitung zu erhalten, wurde das Plasmapotential auf das Maximum der zweiten Ableitung gesetzt. Der Einfluß der Mittelung zeigt sich in einer Verschiebung des Nebenmaximums (Vorgabe  $U_{\cap} = 20 \text{ V}$ ) zu kleineren Energien (hier etwa  $17.9 \text{ V}$ ). Der wahre Nullpunkt der Energieskale ( $U_{pl} = -1.0 \text{ V}$ ) kommt also durch die Glättung, irgendwo zwischen Nullstelle und Minimum der zweiten Ableitung zu liegen. Dies sollte bei der Rekonstruktion der EEVF aus Kennlinien berücksichtigt werden.

Abb. 3.3 zeigt die halblogarithmische Darstellung von  $-I_e/I_{sat_i}(U)$ . Besitzen die Elektronen eine MAXWELL-Verteilung, so sollte sich bei dieser Darstellung der Kennlinie für  $U \leq U_{pl}$  eine Gerade ergeben, deren reziproker Anstieg proportional zu  $T_e$  ist. Durch den nichtmaxwellschen Anteil der EEVF (3.26) entstehen Abweichungen von der Geraden.

**Gemessene Kennlinie:** Abb. 3.4 zeigt eine in einem Argonplasma in der Druckstufe aufgenommene Kennlinie ( $I_{AK} = 250 \text{ A}$ , Plasmamitte  $r = 0$ ). Da MAXWELL-Verteilung vorliegt, zeigen die Verteilungsfunktionen aus erster und zweiter Ableitung der Sondenkennlinie keine wesentlichen Unterschiede. Auch im halblogarithmischen Plot in Abb. 3.5 sind keine Abweichungen von der MAXWELL-Verteilung zu sehen.

Insgesamt bleibt festzuhalten, daß die Elektronen schon in der Druckstufe eine MAXWELL-Verteilung besitzen, was bei ihren mittleren freien Weglängen von nur wenigen Zentimetern nicht verwundert. Bei den leichteren Gasen (H, D und He), wo die freien Weglängen erheblich größer sind (siehe Tab. 2.1), kann dies aber schon nicht mehr der Fall sein. Die genaueste und zugleich auch einfachste Methode um festzustellen, ob Abweichungen von der MAXWELL-Verteilung vorliegen, ist der halblogarithmische Plot der Kennlinie, da hier am wenigsten geglättet werden muß.

Außerdem bestätigt sich hier die eingangs gemachte Annahme, daß die Elektronen im wesentlichen nur von einer Seite her auf die Sonde treffen; vermutlich nicht wegen einer kleineren Dichte auf der Sondenrückseite (Ionen erreichen die Rückseite, Quasineutralität), sondern wegen einer deutlich kleineren Temperatur (mitunter können Dunkelzonen beobachtet werden). Wäre dem nicht so, so müßten der Elektronensättigungsstrom und das Sättigungsstromverhältnis 4-mal größer sein als der theoretisch erwartete Wert von  $r = 30$  für Argon (vergl. Tab. 3.1), also etwa  $r = 120$  (jeweils ein Faktor 2 in  $A_e$  sowie in  $\bar{v}_e$ ). Experimentell ergibt sich aber  $r = 34.9$  (siehe Abb. 3.4), was zeigt, daß die gemachten Annahmen recht gut erfüllt sind.

Eine alternative Erklärung des kleinen Sättigungsstromverhältnisses, wäre die Annahme, daß die Elektronen aus beiden Richtungen gleichstark auf die Sonde strömen ( $\bar{v}_e/2$ ,  $A_e = 2dh$ ) aber die effektive Ionensondenfläche  $A_i$  viermal größer ist, was einem doppelten SONDENDURCHMESSER  $d$  und einer Schichtdicke von  $d/2 \approx 0.5 \text{ mm} \approx 100 \lambda_D$  entspräche.

Wie so oft, liegt die Wahrheit vermutlich irgendwo in der Mitte zwischen diesen beiden extremen Möglichkeiten. Der Elektronenfluß auf die Sondenvorder- und -rückseite wird asymmetrisch (parallele Strömung) und die Ionensondenoberfläche größer als die geometrische Sondenoberfläche (endliche Schichtdicke) sein. Experimentell könnte dies, mit einer zylindrischen, in der Mitte geteilten und isolierten speziellen Doppelsonde, durch gleichzeitige Messung der jeweiligen Elektronensättigungsströme, geklärt werden. Zusätzlich wäre es mit dieser Anordnung möglich, die azimutale Elektromendriftgeschwindigkeit  $v_{\theta_e}$  zu bestimmen (siehe z.B. [Pie92, Roh93, Noe96]).

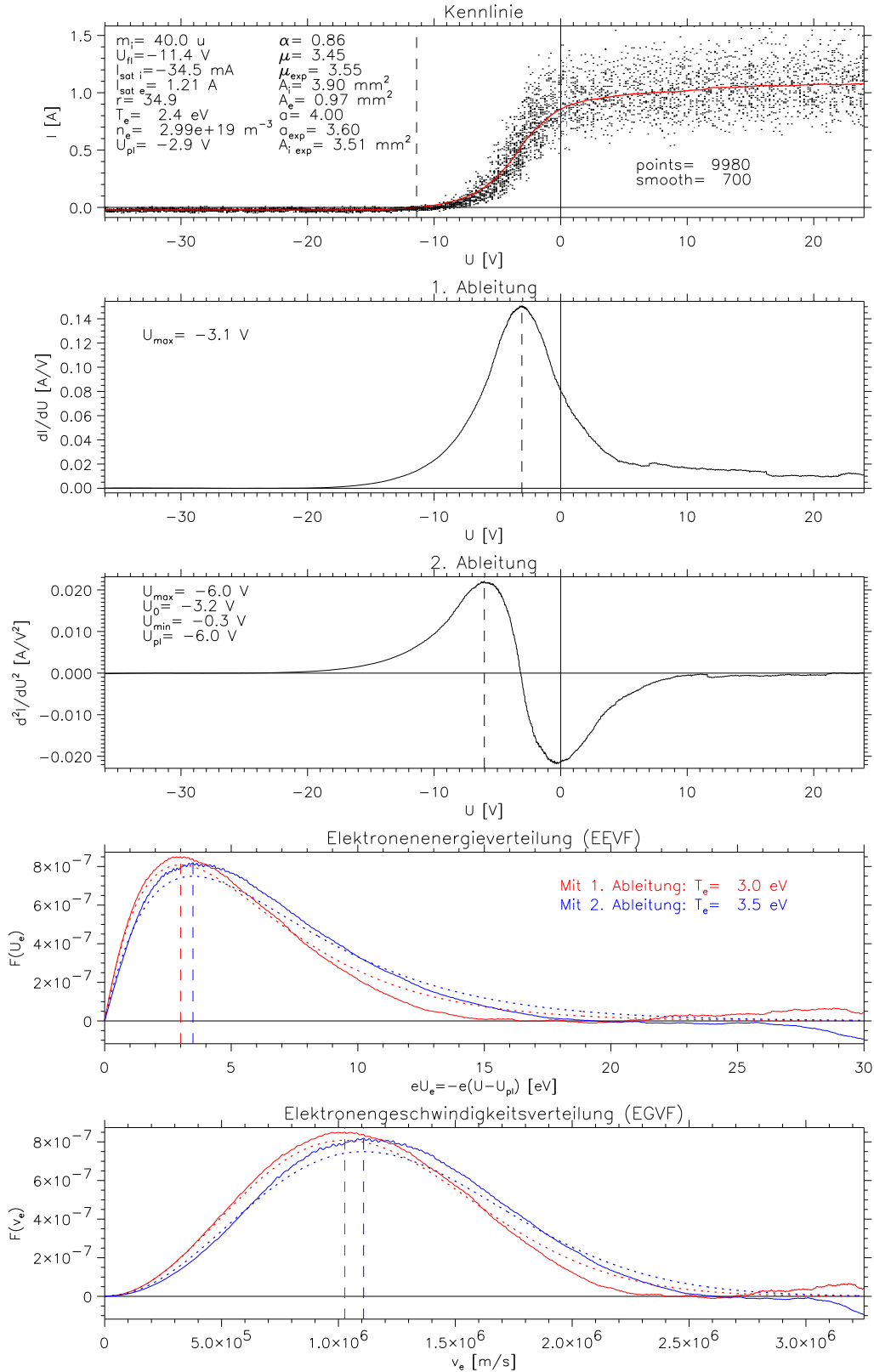


Abb. 3.4: EEVF und EGVF einer gemessenen Kennlinie (Argon, Druckstufe,  $I_{AK} = 250 \text{ A}$ , Plasmamitte  $r = 0$ ). Im obersten Plot, ist die über 700 Punkte geglättete Kennlinie (rot) mit den originalen etwa 10 000 Datenpunkten (schwarz) zu sehen. Erste und zweite Ableitung wurden sukzessiv geglättet. Im Rahmen der Fehler liegt eine MAXWELL-Verteilung vor (vergl. mit gestrichelten Kurven). Das Sättigungsstromverhältnis  $r$  ist etwas größer als erwartet und kann durch eine etwas kleinere Fläche  $A_{i,exp}$  erklärt werden. Offensichtlich ist es für Argon schon nicht mehr ganz richtig, die gesamte Sondenoberfläche für den Ionenstrom anzusetzen (Ionen erreichen die Rückseite der Sonde schwerer als z.B. bei Krypton).

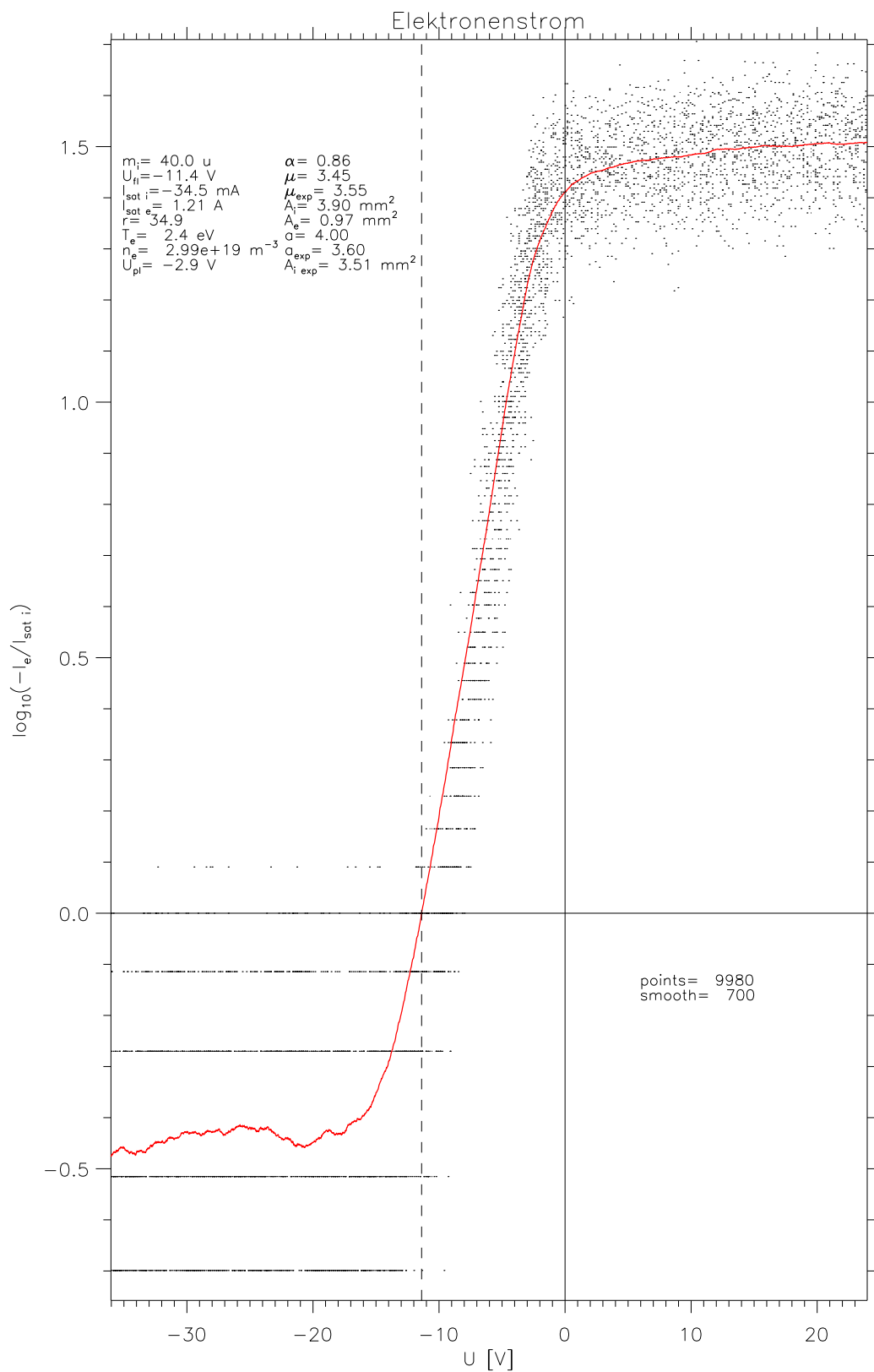


Abb. 3.5: Halblogarithmische Darstellung der gemessenen Kennlinie. Am geraden Verlauf zeigt sich klar, daß die Elektronen maxwellverteilt sind. Deutlich ist die endliche Auflösung des ADC's zu sehen, was bei dem großen zu messenden Stromintervall nicht verwunderlich ist. Der horizontale Verlauf im unteren Bereich entsteht durch die Auflösungsgrenze und die Mittelung des Rauschens in den letzten Bits und darf nicht als beginnende nichtmaxwellsche Verteilung interpretiert werden.

### 3.1.2 Doppelsonde

Die Doppelsonde besteht aus zwei voneinander isolierten Einzelsonden, womit das Gefäß als Gegenelektrode entfällt (siehe Abb 3.8). Dadurch besteht keine Ungewißheit mehr darüber, wohin der Sondenstrom fließt. Außerdem kann der Sondenstrom nie größer als der Ionensättigungsstrom werden, was die thermische Belastung der Sonde erheblich reduziert. Nachteilig dagegen ist, daß mit der Doppelsonde weder das Floating- noch das Plasmapotential bestimmt werden können.

#### 3.1.2.1 Kennlinie der Doppelsonde

Wird an eine Doppelsonde eine Spannung angelegt, so muß der Strom, der aus der einen Spitze herausfließt, in die andere hineinfließen. Jede der beiden Sonden kann als Einzelsonde mit der anderen als Gegenelektrode betrachtet werden. Der Strom beider Spitzen ins Plasma muß entgegengesetzt gleich groß sein. Das heißt aber, daß die Summe der Ströme ins Plasma hinein verschwindet

$$I_1 + I_2 = 0 , \quad (3.27)$$

und die Doppelsonde damit insgesamt floatet.

Allgemein betrachtet können die Flächen beider Sonden sowie die Elektronendichte, die Elektronentemperatur und das Plasmapotential am Ort der jeweiligen Sonde verschieden sein. Deshalb werden diese Größen nachfolgend durch die Indizes  $j = 1, 2$  unterschieden. Entsprechend Gl. (3.13) folgt für die Kennlinien der beiden Sonden<sup>8</sup>

$$I_j(U_j) = I_{sat_j} \left( 1 - e^{\frac{e(U_j - U_{fl_j})}{k_B T_{e_j}}} \right) \quad \text{mit:} \quad I_{sat_j} = -\alpha A_j e n_{e_j} \sqrt{\frac{k_B T_{e_j}}{m_i}} , \quad (3.28)$$

sowie aus Gl. (3.12)

$$U_{fl_j} = -\mu \frac{k_B T_{e_j}}{e} + U_{pl_j} , \quad j = 1, 2 . \quad (3.29)$$

Durch das Einführen der angelegten Spannung  $U$  zwischen den zwei Spitzen und den drei Asymmetrieparametern  $r$ ,  $t$  und  $\Delta U_{pl}$  (siehe Abb. 3.6)

$$U_2 = U_1 + U, \quad A_2 n_{e_2} = r A_1 n_{e_1}, \quad T_{e_2} = t T_{e_1}, \quad U_{pl_2} = U_{pl_1} + \Delta U_{pl} , \quad (3.30)$$

können die Größen der Sonde 2 eliminiert werden. Das Einsetzen der Ströme in (3.27) mit  $I := -I_1$  ergibt dann einen impliziten Ausdruck für die Doppelsondenkennlinie

$$I(U) = r \sqrt{t} I_{sat_1} \left[ 1 - e^{\mu(1 - \frac{1}{t})} \left( 1 + \frac{I}{I_{sat_1}} \right)^{\frac{1}{t}} e^{\frac{e(U - \Delta U_{pl})}{t k_B T_{e_1}}} \right] , \quad (3.31)$$

und einen expliziten Ausdruck für die inverse Kennlinie

$$U(I) = \frac{k_B T_{e_1}}{e} \left[ \ln \frac{\left( 1 - \frac{1}{r \sqrt{t}} \frac{I}{I_{sat_1}} \right)^t}{1 + \frac{I}{I_{sat_1}}} \right] + \Delta U_{pl} . \quad (3.32)$$

<sup>8</sup>Bei der Doppelsonde spielt nur der Ionensättigungsstrom eine Rolle. Deshalb wird hier auf den zusätzlichen Index ‘i’ für die Ionen aus Platzgründen verzichtet.



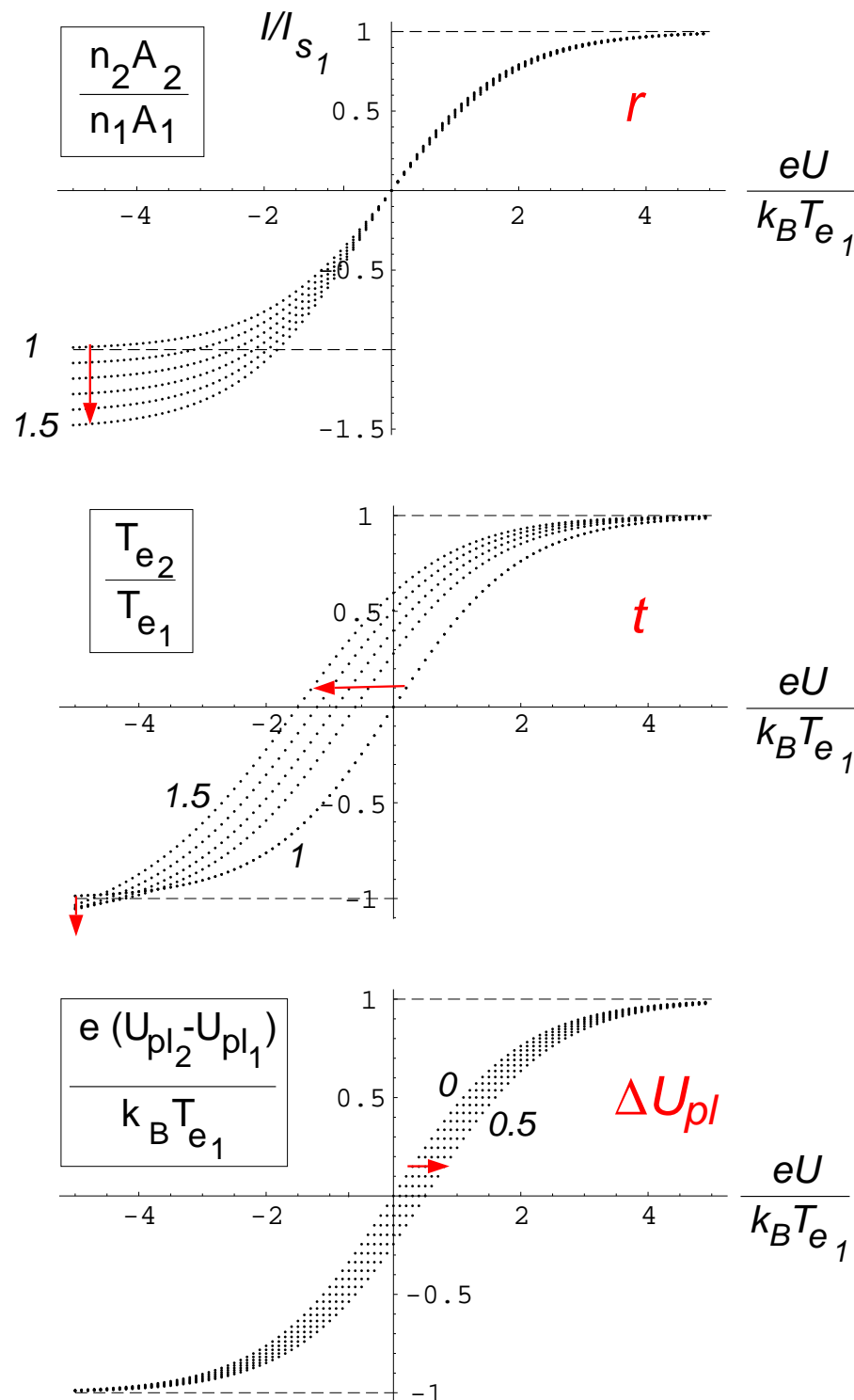


Abb. 3.6: Einfluß von Plasmainhomogenitäten auf die Symmetrie der Doppelsondenkennlinie. Unterschiedliche Dichten an den Sondenspitzen oder verschiedene Sondenflächen ( $r \neq 1$ ) verursachen unterschiedliche Sättigungsströme und eine Verschiebung des Wendepunktes (hier nur schwer zu sehen), aber keine Verschiebung der Nullstelle. Unterschiedliche Elektronentemperaturen an den Sondenspitzen ( $t \neq 1$ ) bewirken ebenfalls unterschiedliche Sättigungsströme, aber eine gemeinsame Verschiebung von Wendepunkt und Nullstelle. Ein unterschiedliches Plasmapotential an den Spitzen ( $\Delta U_{pl}$ ) bewirkt dagegen nur eine Translation der gesamten Kennlinie entlang der Spannungsachse (Grafik: M. LAUX).

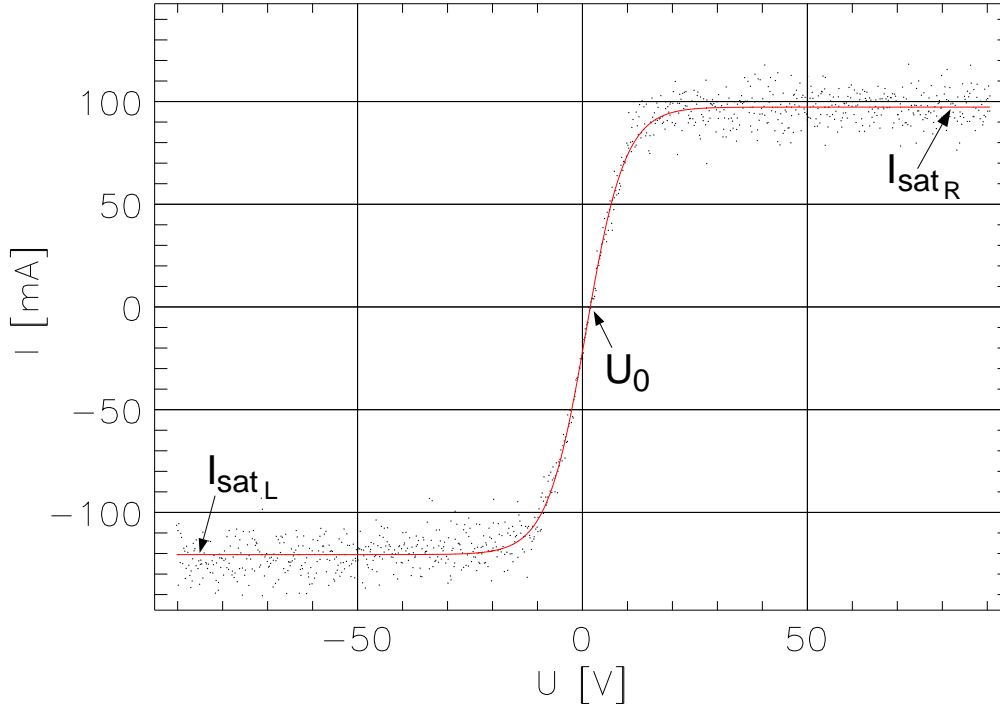


Abb. 3.7: Gemessene Kennlinie einer Doppelsonde. Deutlich ist die Asymmetrie der Sättigungsströme ( $r\sqrt{t} = -I_{sat_L}/I_{sat_R}$ ) und die Verschiebung der Nullstelle ( $U_0$ ) zu sehen.

**Spezialfälle:** Für den Fall, daß die Elektronentemperatur an beiden Sondenspitzen gleich ist ( $t = 1$ ), folgt für die Kennlinie

$$I(U) = I_{sat_1} \frac{1 - e^{\frac{e(U - \Delta U_{pl})}{k_B T_{e1}}}}{\frac{1}{r} + e^{\frac{e(U - \Delta U_{pl})}{k_B T_{e1}}}}. \quad (3.33)$$

Wenn zusätzlich auch die Elektronendichten an beiden Orten gleich sind und die Sondenflächen sich nicht unterscheiden ( $r = 1$ ), ergibt sich eine symmetrische Doppelsondenkennlinie der Form

$$I(U) = -I_{sat_1} \tanh\left(\frac{1}{2} \frac{e(U - \Delta U_{pl})}{k_B T_{e1}}\right), \quad (3.34)$$

welche nur um  $\Delta U_{pl}$  entlang der Spannungsachse verschoben sein kann.

**Auswertung:** Abbildung 3.7 zeigt eine gemessene Doppelsondenkennlinie mit typischen Asymmetrien. Der allgemeine Ausdruck für die Doppelsondenkennlinie (3.31) enthält 5 freie Parameter ( $I_{sat_1}$ ,  $T_e$ ,  $r$ ,  $t$ ,  $\Delta U_{pl}$ ) die aus der gemessenen bestimmt werden müssen. Ein nichtlinearer Fit des impliziten Ausdrucks (3.31) ist ungünstig, da bei vorgegebenen Parametern der Fitalgorithmus zusätzlich eine Iterationsschleife für den Strom benötigen würde. Dadurch wäre aber der Zeitbedarf für die Auswertung eines ganzen radialen Plasmaprofiles recht hoch. Ein Fit des inversen, dafür aber expliziten Ausdrucks (3.32), ist dagegen wesentlich schneller. Problematisch ist allerdings, daß der Fitalgorithmus Parameterkombinationen testet, die zu Unbestimmtheiten bei  $I/I_{sat_L} \geq 1$  bzw.  $I/I_{sat_R} \geq 1$  (Linker Ionensättigungsstrom  $I_{sat_L} := r\sqrt{t}I_{sat_1}$ , Rechter Ionensättigungsstrom  $I_{sat_R} := -I_{sat_1}$ ) führen. Dieses Problem kann dadurch umgangen werden, daß  $I_{sat_L}$  und  $I_{sat_R}$  vorher bestimmt (durch lineare Fits im Sättigungsbereich) und in (3.32) eingesetzt werden, und dann nur die Meßpunkte für den Fit verwendet werden, die innerhalb der beiden Sättigungsströme liegen.

Der nichtlineare Fit läßt sich aber auch hier gänzlich vermeiden, indem - wie zuvor bei der Einzelsonde - bestimmte charakteristische Kennlinienparameter betrachtet werden. Am günstigsten sind folgende fünf Parameter:  $I_{sat_L}$ -linker Sättigungsstrom,  $I_{sat_R}$ -rechter Sättigungsstrom,  $U_0$ -Nullstelle,

$I_{\cap}$ -Strom am Wendepunkt und  $I'_{\cap}$ -Ableitung am Wendepunkt, welche sich leicht und schnell aus der gemessenen Kennlinie ermitteln lassen. Das sich ergebende nichtlineare System aus fünf Gleichungen kann nach den gesuchten Parametern aufgelöst werden

$$\begin{aligned} I_{sat_1} &= -I_{sat_R} , \quad \frac{k_B T_{e1}}{e} = \frac{(I_{sat_R} - I_{\cap})^2}{I'_{\cap}(I_{sat_R} - I_{sat_L})} , \\ r &= -\frac{1}{\sqrt{t}} \frac{I_{sat_L}}{I_{sat_R}} , \quad t = \left( \frac{I_{sat_L} - I_{\cap}}{I_{sat_R} - I_{\cap}} \right)^2 , \quad \Delta U_{pl} = U_0 - \mu(1 - t) \frac{k_B T_{e1}}{e} . \end{aligned} \quad (3.35)$$

Damit ergibt sich die Möglichkeit, mit der Doppelsonde die Plasmapotentialdifferenz zwischen beiden Sondenspitzen, und damit das elektrische Feld, zu bestimmen. Da aber das Temperaturverhältnis  $t$  sehr empfindlich die Kennlinie in ähnlicher Weise beeinflusst, kann i.a. der Effekt des E-Feldes nur schwer separiert werden. Nur wenn die Qualität der zweiten Ableitung der Kennlinie ausreicht, ist die Bestimmung von  $t$  möglich. Ansonsten ist  $t = 1$  zu setzen und Gl. (3.33) anzufitten. Eine detailliertere Diskussion dazu befindet sich in [Klo98].

### 3.1.2.2 Meßaufbau am Beispiel der Doppelsonde

Abbildung 3.8 zeigt den experimentellen Aufbau zum Betrieb einer Doppelsonde<sup>9</sup>. Die Spannungsrampen erzeugt ein programmierbarer D/A-Wandler mit nachgeschalteter Leistungsstufe welche insgesamt floated, da die Stromversorgung mit Batterien erfolgt.

Wichtig beim Schaltungsaufbau ist die korrekte Führung bzw. Trennung der verschiedenen Bezugspotentiale und Schirme. Die Sondenspannung wurde über Spannungsteiler differentiell mit einem Transientenrecorder aufgezeichnet. Bei den Spannungsteilern ist darauf zu achten, daß sie möglichst hochohmig und kompensiert sind. Hochohmig deshalb, weil sonst ein zusätzlicher Strom vom Innenleiter (Sondenspitze) zum Außenleiter (=Netzerde) und dann zur Gefäßerde fließt, welcher dann mit der Stromzange mitgemessen wird und die Kennlinie verfälscht. Die kapazitive Frequenzkompensation des Spannungsteilers ist notwendig, damit trotz dessen hohen seriellen Widerstands, schnelle Änderungen unverfälscht gemessen werden können. Der Aufbau wurde getestet und zeigte eine insgesamt Bandbreite von mehreren MHz, was den experimentellen Erfordernissen genügt.

Bei der Messung des Sondenstromes zeigte sich, daß die Verwendung einer empfindlichen und schnellen Stromzange die eleganteste Lösung ist, da potentialfrei<sup>10</sup>. Das stromproportionale Ausgangssignal der Stromzange wird zeitsynchron zur Sondenspannung mit dem Transientenrecorder aufgezeichnet.

Vom Zeitverhalten her, gibt es zwei Möglichkeiten Sondenkennlinien aufzunehmen.

**Zeitaufgelöst:** Die Sondenkennlinie wird so schnell durchgefahren, so daß sich während dieser Zeit die Plasmaparameter nicht ändern. Damit sind  $T_e$  und  $n_e$  zeitaufgelöst bestimmbar. Die Kennlinienfrequenz ( $\gtrsim 1$  MHz) muß größer als die größte Fluktuationsfrequenz ( $\approx 300$  kHz) sein. Der technische Aufwand, um bei diesen Frequenzen und Leistungen eine gute elektronische Schaltung aufzubauen, ist relativ hoch und bedarf einiger Erfahrung. Außerdem treten Hystereseeffekte in der Sondenkennlinie auf („Trägheit des Plasmas“), die die Auswertung beeinträchtigen und verstanden werden müssen, um die korrekten Plasmaparameter zu erhalten.

<sup>9</sup>Der Aufbau für eine Einzelsonde ergibt sich einfach durch das Entfernen einer Sonde und Verbinden des freigebliebenen Kabels (nur Innenleiter) mit der Gefäßmasse (siehe Umschalter).

<sup>10</sup>Wird ein Vorwiderstand in den Sondenstromkreis eingefügt, so sollte sein Widerstand kleiner als etwa  $100 \Omega$  sein, damit nicht mehr Spannung über ihn abfällt als über das Plasma, welches einen vergleichbaren aber sehr variablen Widerstand besitzt. Dies führt zu dem Problem, daß der Spannungsabfall über den Vorwiderstand sehr klein gegenüber den Bezugspotentialen werden kann. Bei differentieller Messung kann die Spannung dann nicht mehr ausreichend aufgelöst werden, da die jeweiligen Eingangsspannungen an den coaxialen Differenzeingängen mit Spannungsteilern heruntergeteilt werden müssen, um den Spannungsmeßbereich eines Einzeleingangs nicht zu überschreiten.

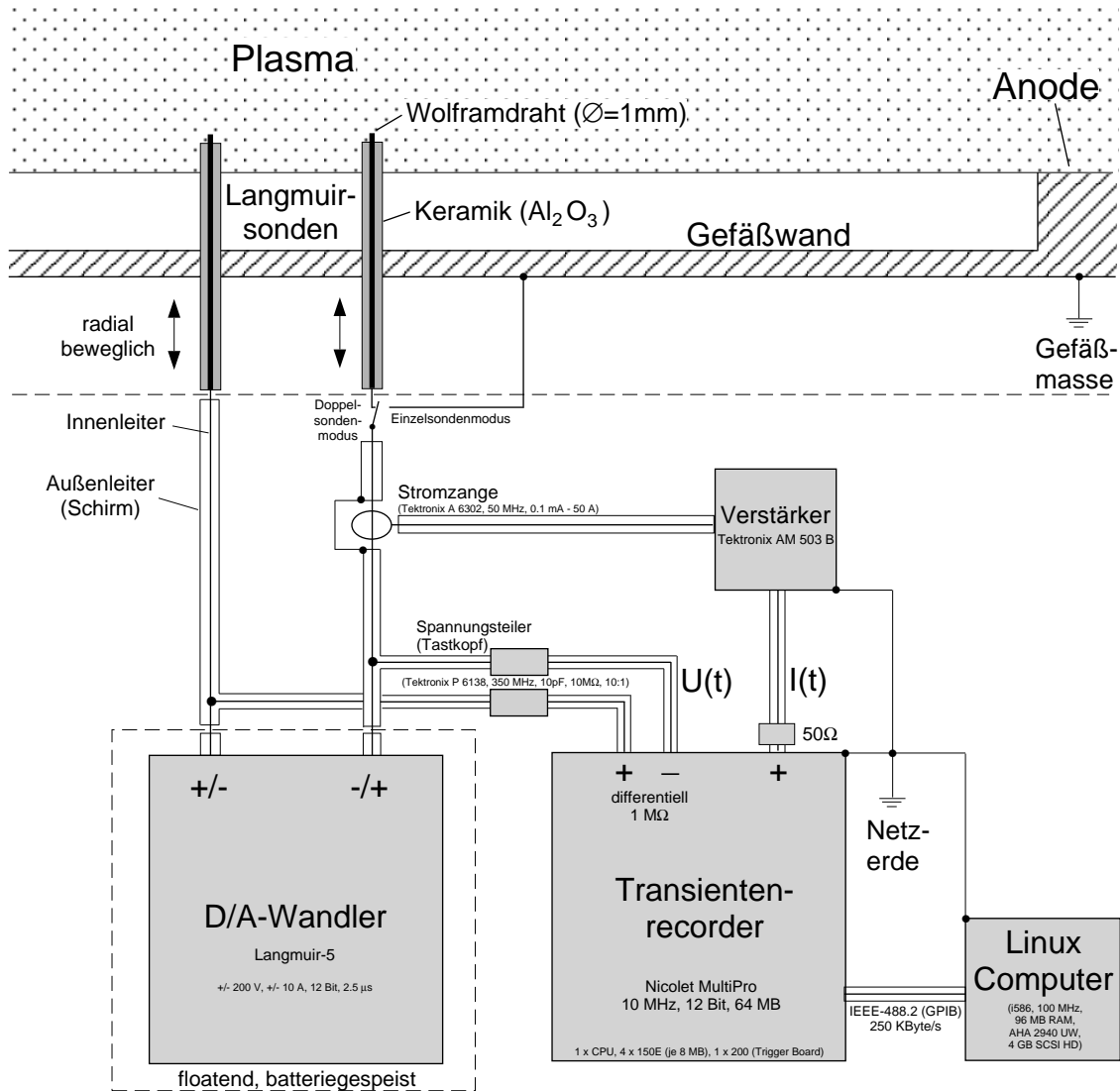


Abb. 3.8: Meßaufbau am Beispiel der Doppelsonde. Die Sondenspitzen sind nur schematisch dargestellt. In der Realität sind sie in einen Manipulator eingebaut, der radial verfahrbar ist. Durch einfaches Umschalten ergibt sich der Aufbau für die Einzelsonde. Besonderer Wert ist auf eine durchdachte Schirmung und Erdung zu legen.

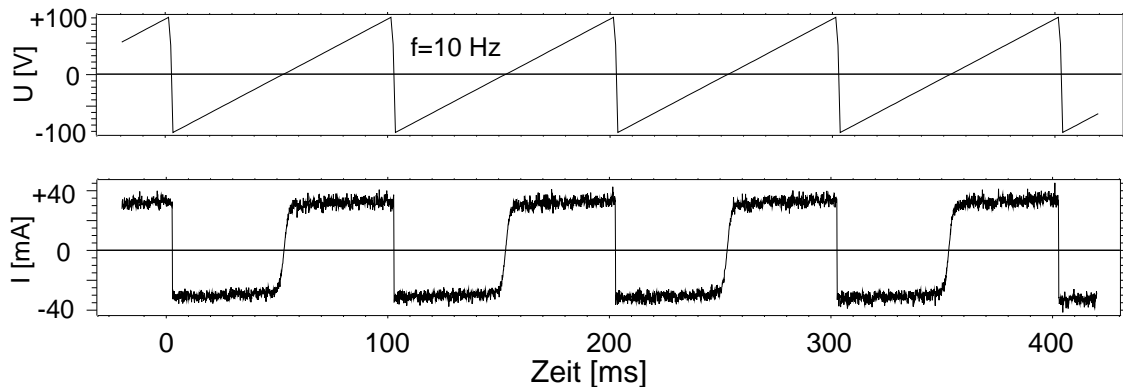


Abb. 3.9: Verlauf der angelegten Sondenspannung und des sich ergebenden Sondenstromes über der Zeit. Die Kennlinienfrequenz beträgt 10 Hz und die Abtastfrequenz 100 kHz. Dadurch gelingt es in jeder Kennlinie die Plasmafluktuationen herauszumitteln und die mittleren Plasmaparameter sicher zu bestimmen (die hier gezeigten Daten sind bereits leicht geglättet).

**Zeitgemittelt:** Die Sondenkennlinie wird so langsam durchgefahren, so daß sich während dieser Zeit die Plasmafluktuationen herausmitteln. Damit sind  $T_e$  und  $n_e$  zeitgemittelt bestimmbar. Die Kennlinienfrequenz ( $\lesssim 20$  Hz) muß kleiner sein, als die niedrigste Fluktuationsfrequenz ( $\approx 1$  kHz). Dies ist die beste Methode, um zeitgemittelte radiale Profile der Plasmaparameter zu bestimmen. Die Fluktuationen der Plasmaparameter  $T_e$  und  $n_e$  können indirekt durch zeitaufgelöste Messungen von  $U_{fl}$  und  $I_{sat_i}$  abgeschätzt werden. Der Nachteil hierbei ist, daß i.a. keine eindeutige Trennung des Anteils der  $T_e$ -Fluktuationen möglich ist.

In dieser Arbeit wurde für alle Sondenmessungen die zeitmittelnde Variante verwendet. Die Kennlinienfrequenz beträgt 10 Hz. Innerhalb der 100 ms jeder Kennlinie mitteln sich die Plasmafluktuationen heraus. In Abb. 3.9, ist der Zeitverlauf von mehreren aufeinander folgenden Kennlinien zu sehen. Während dieser Zeit wird die Doppelsonde radial in das Plasma hineingefahren. Die Sondengeschwindigkeit ist aber so klein (siehe Tab. 3.2), daß sich benachbarte Kennlinien kaum voneinander unterscheiden. Dadurch ist es möglich, ein kontinuierliches radiales Profil von  $T_e$  und  $n_e$  zu messen. Die Ortsauflösung hängt von der Sondengröße ( $\approx 1$  mm) und der Anzahl der Kennlinien pro Millimeter ( $\approx 2/\text{mm}$ ) ab.

Parmeter	Wert
Sondenspannung	$\pm 100$ V
Kennlinienfrequenz	10 Hz
Abtastfrequenz	100 kHz
Radialer Bereich	100 mm
Sondengeschwindigkeit	5 mm/s
Gesamtmeßzeit	20 s
Kennlinienzahl	200
Meßpunkte pro Kennlinie	10 000
Datenmenge	4 MB

Tab. 3.2: Typische Parmameter für die Messung eines radialen Profils mit einer Sonde.

Nach erfolgter Messung werden die Daten mit einem Computer ausgelesen. Als Betriebssystem des Rechners wurde wegen seiner Netzwerkfähigkeit (Einbindung in ein bestehendes Unix-Netz) und Stabilität LINUX<sup>11</sup> gewählt. Die Kommunikation mit dem Transientenrecorder erfolgt über eine IEEE-488.2 (GPIB) ISA-Bus Steckkarte<sup>12</sup>. Zum Ansprechen der Karte wurde der GPIB-Treiber des Linux-Lab-Projects<sup>13</sup> verwendet. Basierend auf der darin enthaltenen Funktionenbibliothek wurden in der Programmiersprache C Kommunikationsfunktionen für den Transientenrecorder entwickelt. Diese können von IDL<sup>14</sup> aus aufgerufen werden (dynamisches Linken). IDL wurde als Datenanalysesoftware gewählt, weil es aufgrund seiner effizienten arrayorientierten Datenstrukturen sehr schnelle und speicherplatzsparende Funktionen bietet, die gut geeignet sind, große Datenmengen zu verarbeiten (siehe Abb. 3.10).

### 3.1.3 Tripelsonde

Bei der Tripelsonde wird durch Hinzunahme einer weiteren Sondenspitze zur bereits bekannten Doppelsonde das Floatingpotential mitgemessen. Aus Floatingpotential und Elektronentemperatur kann mit Gl. (3.12) das Plasmapotential berechnet werden. Voraussetzung dafür ist allerdings, daß die Plasmaparameter an allen drei Sondenspitzen gleich sind (wenigstens im zeitlichen Mittel). Abbildung 3.11 zeigt schematisch die Beschaltung der Tripelsonde.

Sondenspitze 2 kann wie eine Einzelsonde (Gl. (3.13) für  $U \leq U_{pl}$ ) im Kennlinienpunkt  $I(U_+) = -I_{sat_i}$  behandelt werden (siehe Abb. 3.12), woraus sich für die Elektronentemperatur

$$\begin{aligned}
 -I_{sat_i} &= I_{sat_i} \left( 1 - e^{\frac{e(U_+ - U_{fl})}{k_B T_e}} \right) \\
 \frac{k_B T_e}{e} &= \frac{U_+ - U_{fl}}{\ln 2}
 \end{aligned} \tag{3.36}$$

ergibt. Die Elektronendichte wird wie üblich mit Gl. (3.17) aus dem Ionensättigungsstrom bestimmt.

<sup>11</sup>Distribution der Firma SuSE-GmbH (www.suse.de).

<sup>12</sup>PCIIa von National Instruments

<sup>13</sup>www.llp.fu-berlin.de

<sup>14</sup>Interactive Data Language, Research Systems Inc.

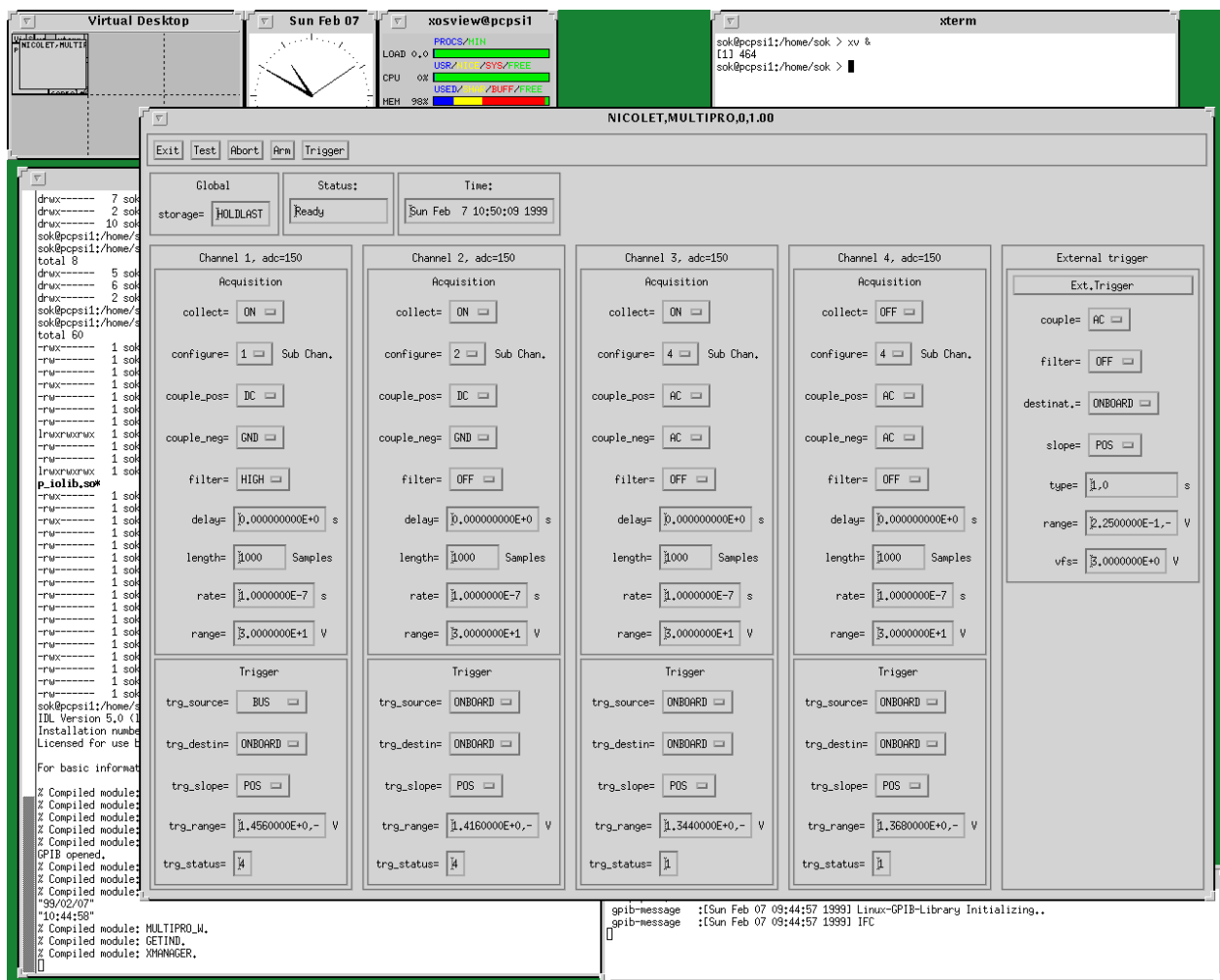


Abb. 3.10: In IDL unter Linux programmierte Bedienoberfläche für den Transientenrecorder Nicolet-MultiPro, mit deren Hilfe sich Konfiguration und Messung erheblich einfacher gestalten.

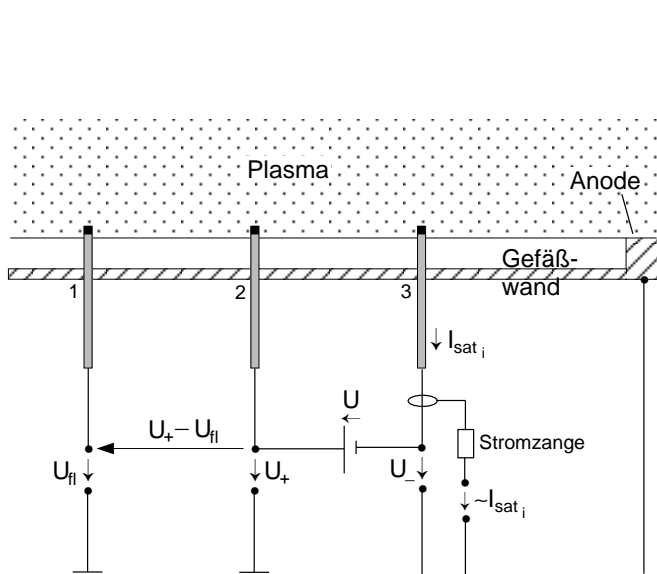


Abb. 3.11: Schematische Schaltung der Tripelsonde. Anode und Gefäßwand bilden gemeinsam das Bezugspotential.

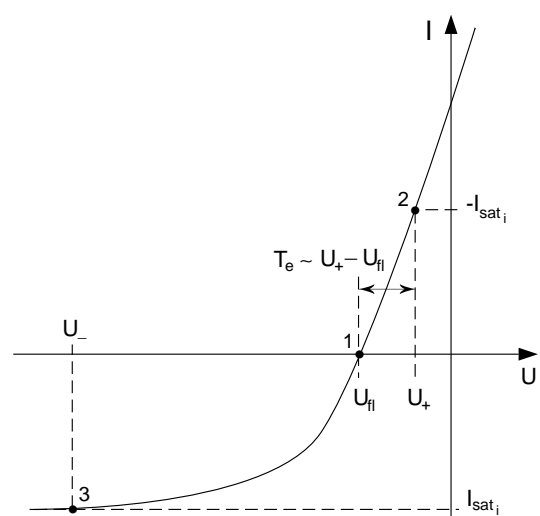


Abb. 3.12: Kennlinienpunkte der Tripelsonde. Mit der Tripelsonde werden 3 Einzelsondenkennlinienpunkte gleichzeitig gemessen.

Der experimentelle Schaltungsaufbau orientiert sich an dem der Doppelsonde. Das Floatingpotential wird direkt mit Sondenspitze 1 gemessen, der Ionensättigungsstrom mit einer Stromzange zwischen Spitze 2 und 3, und  $U_+ - U_{fl}$  differentiell zwischen Spitze 1 und 2 (bis auf einen Faktor  $1/\ln 2 \approx 1.4$  also direkt  $T_e$  in eV), so daß insgesamt drei ADC-Kanäle notwendig sind.

Da keine Kennlinie durchgefahren werden muß, hängt die Zeitauflösung der Tripelsonde nur von der Abtastrate der ADC's ab. Die Interpretation der Meßdaten ist bei zu großer Zeitauflösung allerdings schwierig, da raumzeitliche Fluktuationen des Plasmas zu einer falschen Elektronentemperatur führen. Deshalb sollte eine ausreichende zeitliche Mittelung erfolgen. Vorsicht ist deshalb außerdem bei starken räumlichen Gradienten der Mittelwerte des Plasmas geboten, da nicht alle drei Sondenspitzen am gleichen Ort sein können.

## 3.2 Zeitreihenanalyse fluktuierender Plasmagrößen

In diesem Abschnitt werden die Methoden dargestellt, welche zur raum-zeitlichen Analyse der Fluktuationen des Floatingpotentials  $U_{fl}$  und des Ionensättigungsstromes  $I_{sat_i}$  notwendig sind. Fluktuationen sind zeitliche Schwankungen einer Größe um ihren Mittelwert.

In der Darstellung muß zwischen der kontinuierlichen und der diskreten raum-zeitlichen Darstellung der Größen unterschieden werden. Die kontinuierliche Darstellung ist formal übersichtlicher und unterliegt keinen spektralen Einschränkungen, da unendlich ausgedehnte Raum-Zeit-Intervalle betrachtet werden.

In den letzten Jahrzehnten zeigte sich, daß digitale Computer u.a. auch sehr gut zur Datenerfassung und -analyse geeignet sind. Da sie nur endlich viele binäre Daten verarbeiten können, ist es notwendig, die Meßgrößen raum-zeitlich zu diskretisieren und von der Amplitude her mittels ADC's zu digitalisieren. Für die Datenanalyse ist es deshalb notwendig, von der kontinuierlichen zur diskreten Darstellung überzugehen. Daraus entwickelte sich das Gebiet der *Digitalen-Signalverarbeitung*. Allgemeinere Darstellungen zur Digitalen-Signalverarbeitung befinden sich beispielsweise in [Cha82, Sch92, Gru93].

Für die raum-zeitliche Analyse der Plasmafluktuationen wurde von [Pow74, Bea82, Lev84] ein Verfahren entwickelt, wodurch es mittels zweier oder mehrerer Sonden möglich ist, insbesondere das niederfrequente Frequenz-Wellenzahl-Spektrum  $S(k, \omega)$  der Driftwellenfluktuationen ( $f \lesssim 500$  kHz) näherungsweise zu bestimmen. In den Arbeiten von [Kli91, End94, The97, Ble98] werden diese und andere Techniken der digitalen Korrelationsanalyse auf Plasmafluktuationen angewandt.

In Anlehnung an diese Arbeiten wird im folgenden versucht, die notwendigen formalen Grundlagen in einer präziseren Notation mit einigen Abwandlungen und Anpassungen darzustellen.

### 3.2.1 Harmonische Analyse raum-zeitlicher Fluktuationen: $S(k, \omega)$

Ist  $\Phi(\vec{r}, t)$  eine beliebige kontinuierliche zeit- und ortsabhängige Plasmagröße (z.B.  $U_{fl}$  bzw.  $U_{pl}$ ), so kann sie zur Analyse mittels der FOURIER-Transformation in harmonische Komponenten zerlegt werden<sup>15</sup>

$$\hat{\Phi}(\vec{k}, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(\vec{r}, t) e^{-i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} d^3r dt . \quad (3.37)$$

Das  $k$ - $\omega$ -Leistungsspektrum ist als Betragsquadrat der Amplitude definiert<sup>16</sup>

$$S(\vec{k}, \omega) := \left| \hat{\Phi}(\vec{k}, \omega) \right|^2 = \hat{\Phi}(\vec{k}, \omega) \hat{\Phi}^*(\vec{k}, \omega) . \quad (3.38)$$

<sup>15</sup>Komplexe Größen werden im folgenden immer mit ‘^’ gekennzeichnet.

<sup>16</sup>Komplexe Konjugation wird durch ‘\*’ gekennzeichnet.

Um den stochastischen Charakter der Fluktuationen zu berücksichtigen, muß eine zeitliche Mittelung von im Limes unendlich vielen *Realisationen* des Leistungsspektrums über ein im Limes unendliches Raum-Zeit-Intervall erfolgen. In der Praxis ist es notwendig endliche Grenzen einzuführen<sup>17</sup>

$$\hat{\Phi}_{LT}(k, \omega) = \int_{-L/2}^{L/2} \int_{-T/2}^{T/2} \Phi(x, t) e^{-i(kx - \omega t)} dx dt . \quad (3.39)$$

Das zeitgemittelte<sup>18</sup>  $k$ - $\omega$ -Leistungsspektrum ergibt sich damit im Limes zu

$$\bar{S}(k, \omega) = \lim_{L, T \rightarrow \infty} \frac{1}{LT} \left\langle \left| \hat{\Phi}_{LT}(k, \omega) \right|^2 \right\rangle . \quad (3.40)$$

Die Wahrscheinlichkeit mit der eine Fluktuationskomponente der Frequenz  $\omega$  die Wellenzahl  $k$  besitzt, wird durch das *bedingte*  $k$ - $\omega$ -Spektrum beschrieben

$$\bar{S}(k|\omega) = \frac{\bar{S}(k, \omega)}{\int_{-\infty}^{\infty} \bar{S}(k, \omega) dk} = \frac{\bar{S}(k, \omega)}{\bar{S}(\omega)} . \quad (3.41)$$

Hierbei ist  $\bar{S}(\omega)$  das wellenzahlintegrierte Spektrum. Das erste Moment des bedingten  $k$ - $\omega$ -Spektrums ergibt das mittlere Wellenzahlspektrum

$$\bar{k}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} k \bar{S}(k|\omega) dk , \quad (3.42)$$

welches in der Literatur als *statistische Dispersionsrelation* bezeichnet wird. Aus dem zweiten Moment, der Varianz von  $k$

$$\bar{\sigma}_k^2(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} (k - \bar{k})^2 \bar{S}(k|\omega) dk = \int_{-\infty}^{\infty} k^2 \bar{S}(k|\omega) dk - \bar{k}^2 , \quad (3.43)$$

läßt sich die relative Standardabweichung der Wellenzahl  $k$

$$\bar{\sigma}_k^{rel}(\omega) = \frac{\bar{\sigma}_k(\omega)}{\bar{k}(\omega)} \quad (3.44)$$

als ein Maß für die *spektrale Turbulenz* ableiten. Mittlere Phasen- und Gruppengeschwindigkeit ergeben sich zu

$$\bar{v}_{ph}(\omega) = \frac{\omega}{\bar{k}(\omega)} \quad \text{und} \quad \bar{v}_{gr}(\omega) = \frac{d\omega}{d\bar{k}(\omega)} . \quad (3.45)$$

### 3.2.2 Rekonstruktion von $S(k, \omega)$ aus Zweipunktkorrelationen

Betrachtet werden die zeitlich kontinuierlichen Signale zweier Sonden ( $\alpha = 1, 2$ )

$$\Phi_\alpha(t) := \Phi(x_\alpha, t) , \quad (3.46)$$

welche sich an den Positionen  $x_1$  und  $x_2$  befinden. Ihr gegenseitiger Abstand ist  $\Delta x := |x_1 - x_2|$ . Rein zeitliche FOURIER-Transformation ergibt

$$\hat{\Phi}_\alpha(\omega) = a_\alpha(\omega) e^{i\varphi_\alpha(\omega)} = \int_{-T/2}^{T/2} \Phi_\alpha(t) e^{-i\omega t} dt , \quad (3.47)$$

<sup>17</sup>Um die Notation zu vereinfachen, wird im weiteren nur noch eine Komponente von  $\vec{k}$  (z.B.  $k = k_x$  o.B.d.A.) betrachtet.

<sup>18</sup>Die Operation der Zeitmittelung wird durch  $\langle \cdot \rangle$  gekennzeichnet, der Mittelwert einer Größe durch  $\bar{\cdot}$ .



wobei in der Polarschreibweise  $a_\alpha(\omega)$  die Amplitude und  $\varphi_\alpha(\omega)$  die Phase ist. Für die zeitgemittelten (reellen) Leistungsspektren folgt

$$\bar{S}_\alpha(\omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \left\langle \left| \hat{\Phi}_\alpha(\omega) \right|^2 \right\rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \langle a_\alpha^2(\omega) \rangle . \quad (3.48)$$

Das komplexe *Kreuzspektrum* ist definiert als<sup>19</sup>

$$\hat{S}_{12}(\omega) := \hat{\Phi}_1^*(\omega) \hat{\Phi}_2(\omega) = a_1(\omega) a_2(\omega) e^{i[\varphi_2(\omega) - \varphi_1(\omega)]} = S_{12}(\omega) e^{i\varphi_{12}(\omega)} , \quad (3.49)$$

wobei  $S_{12}(\omega) = a_1(\omega) a_2(\omega)$  das *Kreuzleistungsspektrum* und  $\varphi_{12}(\omega) := [\varphi_2(\omega) - \varphi_1(\omega)]$  das *Kreuzphasenspektrum* ist. Zeitliche Mittelung ergibt<sup>20</sup>

$$\bar{\hat{S}}_{12}(\omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \left\langle \hat{\Phi}_1^*(\omega) \hat{\Phi}_2(\omega) \right\rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \left\langle S_{12}(\omega) e^{i\varphi_{12}(\omega)} \right\rangle = \bar{S}_{12}^c(\omega) e^{i\bar{\varphi}_{12}^c(\omega)} . \quad (3.50)$$

Hier ist sehr wichtig, daß die zeitliche Mittelung im Komplexen stattfindet. Nur wenn die Amplituden *und* Phasen einer bestimmten Frequenz von beiden Sonden korreliert sind, ergibt sich ein Beitrag zum mittleren Kreuzspektrum (Vektoraddition in der komplexen Ebene).

Mit dem Betrag des mittleren Kreuzspektrums  $\bar{S}_{12}^c(\omega)$  kann das *Kohärenzspektrum* zu

$$\gamma(\omega) := \frac{\bar{S}_{12}^c(\omega)}{\sqrt{\bar{S}_1(\omega) \bar{S}_2(\omega)}} \quad \text{mit: } \gamma \in [0, 1] \quad (3.51)$$

definiert werden. Liegt für eine Fluktuationskomponente der Frequenz  $\omega$  keine Kohärenz vor  $\gamma(\omega) = 0$ , so ist sie vollständig unkorreliert. Ist dagegen  $\gamma(\omega) = 1$ , so liegt maximale Kohärenz bzw. Korrelation vor.

Mit Hilfe des Kreuzphasenspektrums  $\varphi_{12}(\omega)$  ergibt sich das Wellenzahlspektrum zu

$$k_{12}(\omega) := \frac{\varphi_{12}(\omega)}{\Delta x} . \quad (3.52)$$

Damit kann das mittlere  $k$ - $\omega$ -Spektrum näherungsweise<sup>21</sup> rekonstruiert werden

$$\bar{S}(k, \omega) \approx \bar{S}_{12}(k, \omega) := \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \left\langle \delta[k - k_{12}(\omega)] S_{12}(\omega) \right\rangle . \quad (3.53)$$

Bei jeder Realisation wird der Betrag des Kreuzspektrums entsprechend Frequenz und Wellenzahl einsortiert ( $\delta$ -DIRAC'sche-Deltafunktion). Aus der Berechnung des bedingten  $k$ - $\omega$ -Spektrums<sup>22</sup> (3.41) folgen dann alle anderen betrachteten Größen (siehe Gl. (3.42)...(3.45)).

Dabei ist zu beachten, daß zwei verschiedene Definitionen für das Wellenzahlspektrum möglich sind. Aus dem ersten Moment des bedingten  $k$ - $\omega$ -Spektrums folgt  $\bar{k}(\omega)$  (leistungsgewichtete Mittelung im Reellen), und aus der Phase des komplex gemittelten Kreuzspektrums folgt  $\bar{k}^c(\omega)$ . Allgemein gilt

$$\bar{k}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} k \bar{S}(k|\omega) dk \neq \frac{\bar{\varphi}_{12}^c(\omega)}{\Delta x} =: \bar{k}^c(\omega) , \quad (3.54)$$

da reelle und komplexe Mittelung nicht vertauschbar sind.

<sup>19</sup>In der Literatur wird das Kreuzspektrum oft mit  $\hat{H}(\omega)$  bezeichnet. Hier wird die intuitivere bzw. „generischere“ Variante  $\hat{S}_{12}(\omega)$  bevorzugt.

<sup>20</sup>Reelle Größen, die durch Mittelung im Komplexen entstehen, werden im folgenden mit dem Zusatz ‘C’ zum Mittelungsbalken versehen.

<sup>21</sup>Die Turbulenz muß schwach genug sein, so daß die WKB-Näherung (siehe z.B. [Swa89]) ausreichend gut erfüllt ist. Dies bedeutet, daß die räumliche Variation der Amplitude  $a$  und der Wellenzahl  $k$  klein sein muß gegenüber der Wellenzahl selbst:  $|1/a \partial a / \partial x| \ll |k|$  bzw.  $|1/k \partial k / \partial x| \ll |k|$ . Entlang des Abstandes  $\Delta x$  zwischen den Sonden sollten sich  $a$  und  $k$  einer Fluktuationskomponente nicht wesentlich ändern, da es sonst unsinnig ist, sie mit einem festen  $k$  zu beschreiben. In diesem Zusammenhang wird  $\bar{S}_{12}(k, \omega)$  in der Literatur auch als *lokales*  $k$ - $\omega$ -Spektrum bezeichnet, da es vom Sondenabstand  $\Delta x$  sowie vom Sondenort abhängen kann.

<sup>22</sup>Das wellenzahlintegrierte Spektrum ergibt sich zu:  $\bar{S}(\omega) \approx \bar{S}_{12}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \bar{S}_{12}(k, \omega) dk$ .

### 3.2.3 Anwendung auf diskrete Zeitreihen

Meßtechnisch kann eine Größe  $\Phi(t)$  nur an endlich vielen diskreten Zeitpunkten  $t_j$  erfaßt werden. Die Abtastung erfolgt i.a. mit einer festen Abtastfrequenz  $f_s$ . Dadurch entsteht eine Zeitreihe  $\Phi(t_j)$  mit den äquidistanten Abtastzeitpunkten  $t_j = j\Delta t$  mit  $\Delta t = 1/f_s$ . Während der Meßzeit  $T$  sammeln sich  $N = T/\Delta t$  Abtastwerte an ( $j = 0, \dots, N-1$ ).

Die FOURIER-Transformierten der diskreten Zeitreihen der zwei betrachteten Sonden ergeben sich damit zu<sup>23</sup>

$$\hat{\Phi}_\alpha(\omega_i) = \frac{1}{N} \sum_{j=0}^{N-1} \Phi_\alpha(t_j) e^{-i\omega_i t_j} \quad \text{mit: } i = 0, \dots, N-1. \quad (3.55)$$

Für das über  $M$ -Realisationen zeitgemittelte reelle Leistungsspektrum ergibt sich

$$\bar{S}_\alpha(\omega_i) = \frac{1}{M} \sum_{j=1}^M \hat{\Phi}_\alpha^{(j)}(\omega_i) \hat{\Phi}_\alpha^{(j)*}(\omega_i) = \frac{1}{M} \sum_{j=1}^M S_\alpha^{(j)}(\omega_i), \quad (3.56)$$

für das zeitgemittelte komplexe Kreuzspektrum

$$\bar{\tilde{S}}_{12}(\omega_i) = \frac{1}{M} \sum_{j=1}^M \hat{\Phi}_1^{(j)*}(\omega_i) \hat{\Phi}_2^{(j)}(\omega_i) = \frac{1}{M} \sum_{j=1}^M S_{12}^{(j)}(\omega_i) e^{i\varphi_{12}^{(j)}(\omega_i)} = \bar{S}_{12}^c(\omega_i) e^{i\bar{\varphi}_{12}^c(\omega_i)} \quad (3.57)$$

und für das Kohärenzspektrum

$$\gamma(\omega_i) = \frac{\bar{S}_{12}^c(\omega_i)}{\sqrt{\bar{S}_1(\omega_i) \bar{S}_2(\omega_i)}}. \quad (3.58)$$

Mit dem Wellenzahlspektrum der  $j$ -ten Realisation

$$k_{12}^{(j)}(\omega_i) = \frac{\varphi_{12}^{(j)}(\omega_i)}{\Delta x} \quad (3.59)$$

folgt für das mittlere  $k$ - $\omega$ -Spektrum<sup>24</sup>

$$\bar{S}(k_i, \omega_j) = \frac{1}{M} \sum_{l=1}^M I \left[ k_i - k_{12}^{(l)}(\omega_j) \right] S_{12}^{(l)}(\omega_j) \quad (3.60)$$

mit

$$I(\delta k) := \begin{cases} 1 & \text{für } -\frac{\Delta k}{2} \leq \delta k < \frac{\Delta k}{2} \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (3.61)$$

und

$$k_i = -k_{Ny} + i\Delta k, \quad i = 0, \dots, N_k - 1, \quad N_k \stackrel{!}{=} N_\omega, \quad \Delta k = \frac{2k_{Ny}}{N_k}, \quad k_{Ny} = \frac{\pi}{\Delta x} \quad (3.62)$$

$$\omega_j = j\Delta\omega, \quad j = 0, \dots, N_\omega - 1, \quad N_\omega = \frac{N}{2}, \quad \Delta\omega = \frac{\omega_{Ny}}{N_\omega}, \quad \omega_{Ny} = 2\pi f_{Ny} = \pi f_s. \quad (3.63)$$

<sup>23</sup>Mit  $\omega_l = 2\pi f_l = 2\pi l \Delta f$  und  $\Delta f = f_s/N$  ergibt sich allgemein  $\hat{\Phi}_l = \frac{1}{N} \sum_{j=0}^{N-1} \Phi_j e^{-i2\pi l j/N}$ . Wegen  $e^{i2\pi l j/N} = e^{-i2\pi(N-l)j/N}$  folgt  $\hat{\Phi}_l = \hat{\Phi}_{N-l}^*$  (siehe [Bro89]). Dadurch wird die höchste eindeutig bestimmbare Frequenz durch die Abtastrate auf  $f_{Ny} = f_s/2$  begrenzt (NYQUIST-Theorem). Die kleinste bestimmbare Frequenz (Frequenzauflösung) wird hingegen durch die Länge  $T$  der Zeitreihe bestimmt  $\Delta f = f_s/N = 1/(N\Delta t) = 1/T$ . Ist  $N = 2^n$  mit  $n \in \mathbb{N}$ , so kann die wesentlich schnellere „Fast-Fourier-Transformation“ (FFT) angewendet werden (rekursiver Algorithmus siehe [Bro89, Pre94]).

<sup>24</sup>In [Bea82] wird statt der Kreuzleistung  $S_{12}^{(l)}(\omega_j)$  der Mittelwert der Leistungsspektren  $[S_1^{(l)}(\omega_j) + S_2^{(l)}(\omega_j)]/2$  verwendet. Zur besseren Unterdrückung des Rauschens und zum späteren Vergleich des wellenzahlintegrierten Spektrums  $\bar{S}(\omega_j)$  mit  $\bar{S}_{12}^c(\omega_j)$ , ist es günstiger, die Kreuzleistung zu verwenden.

Durch das Aufsammeln der spektralen Kreuzleistung in  $N_k \times N_\omega$  Zellen der Größe  $\Delta k \times \Delta \omega$  entsteht ein zweidimensionales Histogramm im  $k$ - $\omega$ -Raum, welches sich von  $-k_{Ny} \dots k_{Ny}$  und  $0 \dots \omega_{Ny}$  erstreckt<sup>25</sup>.

Das bedingte  $k$ - $\omega$ -Spektrum lautet damit

$$\bar{S}(k_i|\omega_j) = \frac{\bar{S}(k_i, \omega_j)}{\sum_{i=0}^{N-1} \bar{S}(k_i, \omega_j)} = \frac{\bar{S}(k_i, \omega_j)}{\bar{S}(\omega_j)}. \quad (3.64)$$

Das erste Moment davon ergibt die statistische Dispersionsrelation

$$\bar{k}(\omega_i) = \sum_{j=0}^{N-1} k_j \bar{S}(k_j|\omega_i) \neq \frac{\bar{\varphi}_{12}^c(\omega_i)}{\Delta x} = \bar{k}^c(\omega_i) \quad (3.65)$$

und das zweite

$$\bar{\sigma}_k^2(\omega_i) = \sum_{j=0}^{N-1} [k_j - \bar{k}(\omega_i)]^2 \bar{S}(k_j|\omega_i) = \sum_{j=0}^{N-1} k_j^2 \bar{S}(k_j|\omega_i) - \bar{k}(\omega_i)^2 \quad (3.66)$$

die spektrale Turbulenz

$$\bar{\sigma}_k^{rel}(\omega_i) = \frac{\bar{\sigma}_k(\omega_i)}{\bar{k}(\omega_i)}. \quad (3.67)$$

Phasen- und Gruppengeschwindigkeit ergeben sich zu<sup>26</sup>

$$\bar{v}_{ph}(\omega_i) = \frac{\omega_i}{\bar{k}(\omega_i)} \quad \text{und} \quad \bar{v}_{gr}(\omega_i) = \frac{d\omega_i}{d\bar{k}(\omega_i)} \quad (3.68)$$

bzw. zu

$$\bar{v}_{ph}^c(\omega_i) = \frac{\omega_i}{\bar{k}^c(\omega_i)} \quad \text{und} \quad \bar{v}_{gr}^c(\omega_i) = \frac{d\omega_i}{d\bar{k}^c(\omega_i)}, \quad (3.69)$$

wobei sich bei der Darstellung der experimentellen Ergebnisse zeigt, daß die Verwendung von  $\bar{k}^c(\omega_i)$  genauer als die von  $\bar{k}(\omega_i)$  ist (siehe z.B. Abb. 4.11, S. 76).

### 3.3 Spektroskopie

Das Plasma des PSI-1 emittiert elektromagnetische Strahlung vom Mikrowellen- bis in den UV-Bereich. Aus ihr lassen sich vielfältige Informationen über die Plasmeeigenschaften gewinnen. Es wird zwischen der passiven und der aktiven Spektroskopie unterschieden. Die passive Spektroskopie befaßt sich mit der Vermessung und Interpretation der Emissionsstrahlung des Plasmas. Bei der aktiven Spektroskopie werden i.a. bestimmte Energieniveaus von Ionen oder Atomen mit einem Laser angeregt und deren Fluoreszenzlicht beobachtet.

#### 3.3.1 Hochauflösende Emissionsspektroskopie (HIRES)

Dichte und Ausdehnung des Plasmas im PSI-1 sind insgesamt so gering, daß das Plasma im gesamten Emissionsbereich weder optisch dick noch im thermischen Gleichgewicht mit der Strahlung

<sup>25</sup>Die Begrenzung des Frequenzbereiches ergibt sich durch die Abtastfrequenz  $f_s$ , die des Wellenzahlbereiches durch den Sondenabstand  $\Delta x$ . Während die Frequenzauflösung  $\Delta \omega$  bei fester Abtastfrequenz  $f_s$  durch die Länge  $N$  der Zeitreihe festgelegt ist, wird die Wellenzahlaufösung  $\Delta k \gtrsim k_{Ny}/N_{ADC}$  für festen Sondenabstand  $\Delta x$  von der Amplitudenaufösung des ADC's  $N_{ADC} = 2^{12 \text{ Bit}} = 4096$  bestimmt. Dies würde aber ein sehr großes  $\bar{S}(k_i, \omega_j)$ -Array erfordern, weshalb hier  $N_k = N_\omega$  gesetzt wird, was vollkommen ausreicht.

<sup>26</sup>Die in [Lev84] verwendete Definition  $\bar{v}_{ph}(\omega_i) = \sum_{j=0}^{N-1} \omega_i/k_j \bar{S}(k_j|\omega_i)$  ist problematisch, da  $k_j$  Null durchläuft und es nicht dasselbe ist, ob über  $k_j$  oder  $1/k_j$  gemittelt wird. Deshalb wird hier zuerst  $\bar{k}(\omega_i)$  bestimmt, und falls  $\bar{k}(\omega_i) \neq 0$ , im Anschluß die Phasengeschwindigkeit.

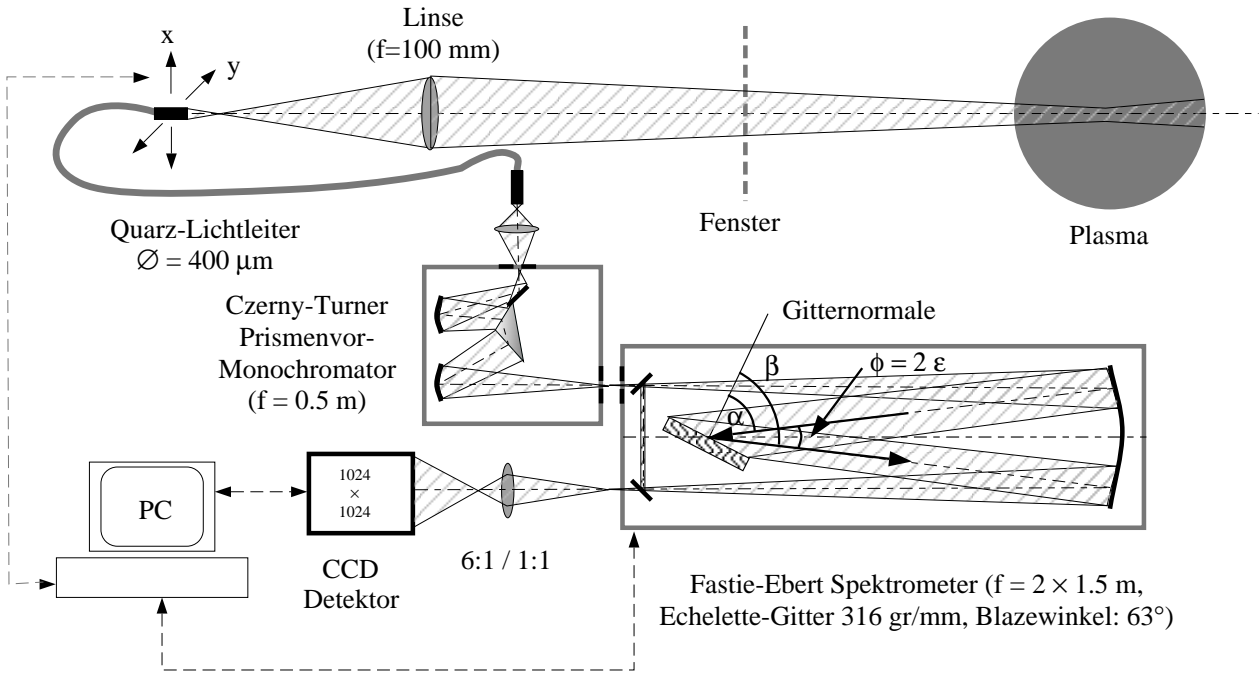


Abb. 3.13: Experimenteller Aufbau zur hochauflösenden Emissionsspektroskopie (Grafik: H. MEYER [Mey98]).

ist. Deshalb wird vorwiegend Linienstrahlung von Atomen, Molekülen und Ionen, sowie in weitaus geringerem Maße Bremsstrahlung, beobachtet. Bei Entladungsströmen ab ca. 100 A liegt der Ionsationsgrad bei den Edelgasen weit über 50%. Dadurch übersteigt die totale optische Linienstrahlungsleistung der Ionen die der Neutralen um ein Vielfaches.

In der Arbeit [Mey98] wurde die Ionentemperatur durch die Messung der DOPPLER-Verbreiterung ihrer Emissionslinien und die Ionenrotationsgeschwindigkeit über die Messung ihrer DOPPLER-Verschiebung bestimmt. Dazu wurde ein hochauflösendes Spektrometer (siehe Abb. 3.13) mit einer Auflösung von  $\Delta\lambda \gtrsim 1 \text{ pm}$  verwendet, wodurch selbst noch Ionentemperaturen unterhalb von 1 eV und Ionengeschwindigkeiten bis hinunter zu einigen 100 m/s gemessen werden können. Insgesamt ergab sich daraus, daß die Ionentemperatur nicht weit unterhalb der Elektronentemperatur liegt  $\frac{1}{2}T_e \lesssim T_i \lesssim T_e$  (typisch einige eV in den schweren Edelgasen). Weiterhin wurde eine in Bezug auf die Magnetfeldrichtung  $\vec{B}$  rechtshändige Ionenrotation mit  $v_{\theta_i} \approx 2000 \text{ m/s}$  ( $\omega_i/\omega_{ci} \approx 0.5$ ), also mit einer Rotationsfrequenz von der Größenordnung 10 kHz (Ar, Kr, Xe), beobachtet. Sowohl Ionentemperatur wie -rotationsgeschwindigkeit wurden radial mit einer speziellen Abelinversionsmethode, welche eine differentielle Rotation berücksichtigt, rekonstruiert [Fus96].

Hier in dieser Arbeit wurde ein weniger hochauflösendes Spektrometer verwendet  $\Delta\lambda \approx 10 \dots 100 \text{ pm}$  (je nach Gitter). Mit ihm wurden Übersichtsspektren aufgenommen, um geeignete Spektralbereiche bzw. Filter für die Beobachtung mit CCD-Kameras zu finden. Es wurde weiterhin zur zeitaufgelösten Beobachtung der Spektren eines Kryptonverunreinigungspulses in einer Argonentladung verwendet (siehe Kapitel 6 zur Diffusion).

### 3.3.2 Laserinduzierte Fluoreszenz (LIF)

In den Arbeiten [Sch97] und [Jen98b] wurden in Argonplasmen die ArII-Ionen mittels LIF spektroskopisch untersucht. Mit einem durchstimmbaren Farbstofflaser ( $\lambda \simeq 611.5 \text{ nm}$ ) wurden ArII-Ionen aus einem metastabilen Niveau (besetzt durch Elektronstöße) angeregt und das Fluoreszenzlicht in Abhängigkeit von der Laserwellenlänge beobachtet. Aus der DOPPLER-Verbreiterung bzw. Verschiebung des Intensitätsprofils der Fluoreszenzstrahlung ergibt sich die Temperatur bzw. Strömungsgeschwindigkeit der metastabilen Ionen bezogen auf die Laserstrahlrichtung.

Der Vorteil von LIF gegenüber der passiven Spektroskopie ist die direkte Ortsauflösung durch Selektion eines Plasmavolumens mit den sich unter rechtem Winkel kreuzenden Laser- und Beobachtungsstrahlkegeln. Dieser Vorteil wird aber mit einem nicht unwesentlich höheren experimentellen Aufwand erkaufte. Hinsichtlich Ionentemperatur und -rotationsgeschwindigkeit liefern beide Methoden vergleichbare Ergebnisse. Zusätzlich wurde mit LIF die axiale Strömungsgeschwindigkeit der Ionen vermessen. Es ergaben sich Geschwindigkeiten von  $u_{z_i} \simeq 500 \dots 2000 \text{ m/s}$  (je nach Regime), welche immer deutlich unterhalb der Ionenschallgeschwindigkeit lagen.

## 3.4 CCD-Kameras

Von nicht zu unterschätzendem Wert ist die Möglichkeit, raum-zeitlich aufgelöste und spektral gefilterte Bilder des Plasmas mit schnellen Kameras zu erhalten. Speziell für die in dieser Arbeit untersuchten Driftwellen waren sie als Komplement zu den Sonden sehr hilfreich.

Zwei verschiedene Typen von CCD-Kameras wurden verwendet. Während die eine Einzelbilder der geringer Bildrate liefert (Nanocam), liefert die andere eine Serie von 7 Bildern mit extrem hoher Bildrate (Imacon). Beide sind mit Bildverstärkern (sog. MCP's<sup>27</sup>) ausgestattet, um kurze Belichtungszeiten zu ermöglichen. Die Anordnung von CCD+Bilderverstärker wird üblicherweise als ICCD (Intensified-CCD) bezeichnet.

### 3.4.1 Nanocam

Die Nanocam<sup>28</sup> enthält einen CCD-Chip mit  $765 \times 582$  Bildpunkten, welcher kontinuierlich mit einer Rate von 50 Hz ausgelesen wird. Die Bilder werden zu einem analogen Videosignal (BAS-CCIR) aufbereitet und an einem BNC-Ausgang zur Verfügung gestellt. Diese können dann entweder mit einem Videorecorder aufgezeichnet oder über eine Framegrabberkarte mit einem Computer digitalisiert werden.

Der durch Hochspannung schaltbare Bildverstärker wirkt gleichzeitig als Schnellverschluss. Er kann synchron mit dem internen Videotakt, oder asynchron durch ein äußeres Signal, getriggert werden. Weiterhin gibt es einen Single-Trigger-Modus, bei dem ein einzelnes externes Triggerereignis die Aufnahme eines Bildes veranlaßt. Dieses wird dann im internen Speicher gehalten und als konstantes Videosignal ausgegeben. Die Belichtungszeit eines Einzelbildes ist bei allen Betriebsarten über die Triggerpulsbreite innerhalb von  $5 \text{ ns} \dots 1 \text{ ms}$  frei wählbar.

### 3.4.2 Imacon

Die Imacon-468<sup>29</sup> enthält 8 ICCD-Kameraeinheiten (je  $576 \times 385$  Pixel), die über einen 8-flächigen pyramidalen Strahlteiler durch dasselbe Objektiv hindurch das Untersuchungsobjekt betrachten (siehe Abb. 3.14). Somit kann in beliebiger zeitlicher Abfolge jede ICCD-Kameraeinheit ein Bild aufnehmen, wodurch ein kurzer Film von 7 Einzelbildern entsteht<sup>30</sup>. Belichtungszeitpunkt und -dauer jeder Einheit können in einem Zeitraster von 10 ns Genauigkeit eingestellt werden. Desweiteren kann die Bildverstärkung jeder Einheit den experimentellen Erfordernissen angepaßt werden.

Die 7 Bilder einer Schußsequenz (digitalisiert mit 8-Bit) werden über ein Glasfaserkabel innerhalb einer Sekunde an einen Computer übertragen, wo sie angezeigt und gespeichert werden können. Daraus ergibt sich eine Schußfolgefrequenz von einigen Sekunden. Durch einen Triggerein- und -ausgang kann die Kamera mit anderen Geräten, wie der Nanocam oder dem Transientenrecorder,

<sup>27</sup>Micro-Channel-Plate: 2-dim. Array von Sekundärelektronenvervielfachern (SEV's), welches sich zwischen Photokathode und Phosphorschirm befindet und faseroptisch mit dem CCD-Chip verbunden ist.

<sup>28</sup>Produkt der Firma PROXITRONIC.

<sup>29</sup>Produkt der Firma HADLAND PHOTONICS.

<sup>30</sup>Die 8. Einheit enthält eine Streakröhre.

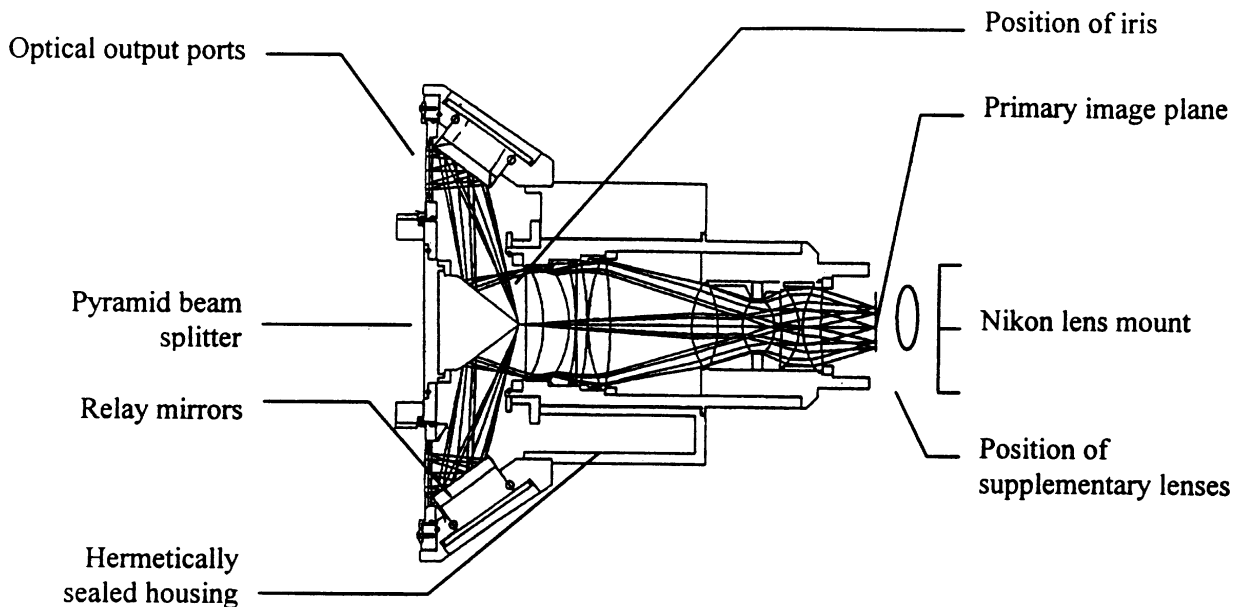


Abb. 3.14: Querschnitt des optischen Aufbaus des Imacon-Kamerakopfes (Quelle: Kameradokumentation). Die 8 ICCD-Kameraeinheiten (hier nicht eingezeichnet) sind ringförmig hinter den Austrittsspiegeln (Relay mirrors) an den 'Optical output ports' angeordnet. Als Objektiv wird typischerweise ein Nikon-Objektiv mit 50 mm Brennweite verwendet.

synchronisiert werden.

Die Leistungsfähigkeit der Imacon zeigte sich in einem besonders interessanten Fall, auf dessen Erwähnung nicht verzichtet werden soll; der Beobachtung eines atmosphärischen Durchschlages. Hier ist nicht nur eine hohe Zeitauflösung, sondern auch eine Anpassung der Bildverstärkung aufgrund stark schwankender Intensitäten notwendig. Ein Ergebnis des von B. JÜTTNER [Jüt99] gemachten Experiments ist in Abb. 3.15 zu sehen.

Zwischen einer positiv geladenen Metallspitze (Anode) und einer negativ geladenen Metallkugel (Kathode,  $r = 1\text{ cm}$ ), welche 2 cm voneinander entfernt sind, entwickelt sich innerhalb von mehreren 100 ns ein Entladungskanal. Gut zu sehen ist, wie vorher sog. Streamer<sup>31</sup> einen großen Raumbereich parallel zu den elektrischen Feldlinien ausfüllen.

Beginnend von der Anode her, werden die Elektronen aus den Streamern herausgerissen und auf die Anode hin beschleunigt<sup>32</sup>. Dadurch kommt es zu starker Ionisation und Strahlungsemission. Der sich ausbildende Plasmakanal arbeitet sich bis zur Kathode vor und zwar entlang des Streamers, welcher die meisten Elektronen nachliefern kann.

Durch den hohen Stromfluß und durch hochenergetische Ionen entstehen auf der Kathodenoberfläche heiße Gebiete (sog. Spots). An diesen Stellen treten verstärkt Elektronen aus der Festkörperoberfläche, da sie eine höhere thermische Energie im Vergleich zur Austrittsarbeit besitzen (RICHARDSON-Gleichung siehe [Ger95]). Deshalb wird beobachtet, daß der Durchschlag meistens den Streamerkanal wählt, der mit einem starken Kathodenspot verbunden ist. Gibt es keine Kathodenspots, so wird der Entladungskanal mehr zufällig ausgewählt, wie z.B. bei einem atmosphärischen Blitz.

<sup>31</sup>Negative, mit Elektronen angefüllte schwache Vorentladungskanäle, die sich sehr schnell, ausgehend von der Kathode her, ausbilden (siehe dazu [Rai91]).

<sup>32</sup>Dieses Bild ist sehr schön bei Feynman [Fey91] beschrieben, wo atmosphärische Blitze behandelt werden. In diesem Fall ist die Kathode eine Wolke und die Anode die Erdoberfläche. Von der Wolke her breiten sich mit Elektronen aufgefüllte Vorentladungskanäle aus, aber die weithin sichtbare Hauptentladung, die Ionisations- und Strahlungsfront, startet von der Erdoberfläche.

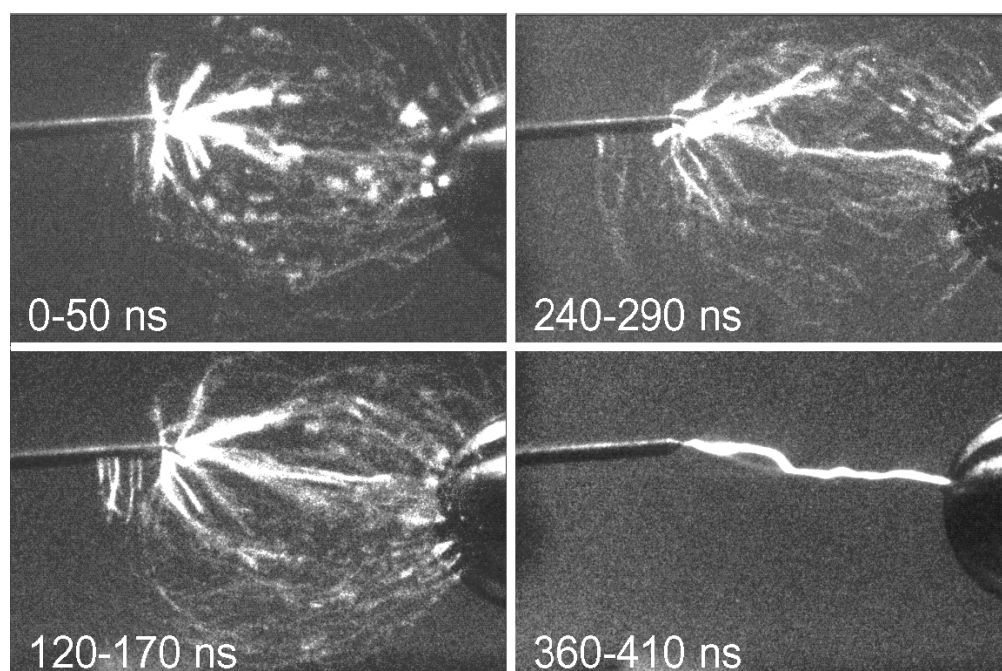


Abb. 3.15: Atmosphärischer Durchschlag aufgenommen mit der Imacon-468 (B. JÜTTNER). Links in den jeweiligen Einzelbildern ist die positiv geladene Metallspitze, rechts die negativ geladene Metallkugel ( $r = 1\text{ cm}$ ) zu sehen. Ihr Abstand beträgt  $2\text{ cm}$ . Bei  $t = -80\text{ ns}$  wurde eine Spannung von etwa  $110\text{ kV}$  zwischen Spitze und Kugel angelegt. Die eingestellte Verstärkung bei den ersten drei Bildern war wesentlich höher als bei dem letzten, wo der Durchbruch bereits erfolgt ist. Die maximale Stromstärke betrug hier etwa  $60\text{ A}$ .





## Kapitel 4

# Experimentelle Ergebnisse

Der experimentelle Parameterraum, der die Plasmakonfiguration bestimmt, ist im wesentlichen 5-dimensional. Er besteht aus den externen voneinander unabhängig einstellbaren Parametern

- $I_{AK}$  - Entladungsstromstärke
- $B$  - Magnetfeldstärke
- $m_i$  - Ionenmasse (Gasart)
- $\Phi_0$  - Neutralgasdurchfluß
- $p_0$  - Neutralgasdruck.

Weniger wichtig, aber nicht vernachlässigbar, ist die Wahl des axialen Magnetfeldverlaufs (PSI-1: 4 Spulen, PSI-2: 6 Spulen), die Kombination der eingesetzten Turbomolekularpumpen (5 Stück) und die Temperatur der Kathode (Heizerstrom  $I_H$ ).

Dadurch bedingt gibt es eine kaum überschaubare Vielfalt von Plasmazuständen, welche nur schwerlich in ihrer Gesamtheit vollständig diagnostiziert werden können. Deshalb wird in dieser Darstellung so vorgegangen, daß zuerst ein spezieller interessanter Plasmazustand (ein Regime) so detailliert wie möglich untersucht wird und anschließend die Auswirkungen von Variationen der verschiedenen Parameter betrachtet werden.

### 4.1 Kryptonentladung mit 300 A Entladungsstrom

Hinsichtlich des eigentlichen Untersuchungsgegenstandes, der Driftinstabilität, zeigten sich bei der Verwendung von Krypton als Entladungsgas besonders ausgeprägte kohärente Driftwellenmoden. Deshalb wird im folgenden versucht werden, exemplarisch anhand eines speziellen Regimes einer Kryptonentladung (siehe Tab. 4.1) die beobachteten Eigenschaften der Driftinstabilität darzustellen und soweit wie möglich zu verstehen. Die Magnetfeldkonfiguration des Regimes entsprach der Standardmagnetfeldkonfiguration des PSI-1 (siehe Abb. 2.3, S. 29).

#### 4.1.1 Zeitgemittelte radiale Profile aus Sondenmessungen

Zur Charakterisierung des stationären Plasmazustandes wurden radial verfahrbare LANGMUIR-Sonden verwendet. Abb. 4.1 zeigt die am Ort der Druckstufe ( $z \approx 1.62$  m,  $B \approx 0.11$  T) erhaltenen zeitgemittelten radialen Profile, welche im folgenden einzeln erläutert und diskutiert werden<sup>1</sup>.

---

<sup>1</sup>Der Leser sollte sich nicht durch die Fülle der Kurven abschrecken lassen; jede enthält eine wichtige Information. Der Zusammenhang zwischen bestimmten Größen wird aber erst in einem späteren Teil der Arbeit deutlich werden. Dazu wird es dann hilfreich sein, alle Größen auf einen Blick zu sehen.

Parameter	Wert
Atomare Masse des Entladungsgases $m_{Kr}$	83.8 u
Neutralgasdurchfluß $\Phi_0$ ( $1 \text{ sccm} = 4.48 \cdot 10^{17} \text{ s}^{-1}$ )	38 sccm
Entladungsstrom $I_{AK}$	300 A
Entladungsspannung $U_{AK}$	38 V
Kathodenheizstrom $I_H$	190 A
Neutralgasdruck im Kathodenbereich $p_K$	1.03 Pa
Neutralgasdruck in der Druckstufe $p_D$	88 mPa
Neutralgasdruck im Targetraum $p_T$	93 mPa

Tab. 4.1: Parameter der Kryptonentladung in welcher die Driftinstabilität detailliert untersucht wurde.

#### 4.1.1.1 Primäre Größen $I_{sat_i}$ , $U_{fl}$ , $T_e$ , $n_e$ und $p_e$

Direkt meßbar sind der Ionensättigungsstrom  $I_{sat_i}$  und das Floatingpotential  $U_{fl}$ . Aus den Kennlinien ergibt sich (siehe Sondenkapitel 3.1) die Elektronentemperatur  $T_e$  und die Elektronendichte  $n_e$ , wobei  $n_i = n_e$  ist, da nur einfach ionisiertes Kr vorliegt. Der Elektronendruck wurde mit  $p_e = n_e k_B T_e$  berechnet.

In diesem Regime haben Elektronentemperatur und -druck ein ausgeprägtes Hohlprofil, die Dichte merkwürdigerweise nicht. Wie aus dem Kapitel über die Magnetfeldgeometrie bekannt ist, erfolgt die Energieeinkopplung bzw. Plasmaerzeugung ringförmig. Insbesondere sollte daher in der Druckstufe, nur wenige Zentimeter hinter der Anode, für Temperatur und Dichte ein Hohlprofil zu erwarten sein. Außerdem sollte gerade in dem Bereich, wo die Elektronentemperatur hoch ist, die Ionisationsrate  $S_{ion}(r)$  besonders hoch sein.

Offensichtlich gibt es aber einen starken durch die Driftinstabilität verursachten radialen Teilchentransport, der viel größer als die klassische Diffusion ist und auch den Effekt der Ionisationsrate übertrifft (siehe Kap. 6).

#### 4.1.1.2 Elektrische Feldgrößen $U_{pl}$ , $E_r$ und $\delta n$

Aus den primären Größen lassen sich eine ganze Reihe weiterer wichtiger Größen ableiten. So folgt das Plasmapotential  $U_{pl}$  aus Gl. (3.17) und das radiale elektrische Feld aus

$$E_r := -\frac{\partial U_{pl}}{\partial r} . \quad (4.1)$$

Nochmalige Differentiation von  $E_r$  nach  $r$  ergibt die elektrische Ladungszahldichte bzw. die Abweichung von der Quasineutralität<sup>2</sup>

$$\delta n := n_i - n_e = \frac{\epsilon}{e} \Delta U_{pl}(r) = \frac{\epsilon}{e} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r E_r) , \quad (4.2)$$

wobei  $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r = \epsilon_0 (1 + c_0^2/v_A^2) \approx \epsilon_0 \cdot 10^7$  ist ( $c_0$  - Vakuumlichtgeschwindigkeit) [Bit86].

Hier offenbart sich ein sehr interessantes Phänomen des Plasmarandes, welches auch in anderen Experimenten schon in ähnlicher Form beobachtet wurde [Tay90, Roh96a, Roh96b, Leh96, Bal98]. Wie nicht anders zu erwarten steigt  $U_{pl}$  radial an, da das Gefäß ( $r/r_0 \approx 3$ ) auf Anodenpotential liegt. Am Plasmarand ( $r/r_0 \approx 1$ ) zeigt sich aber ein ausgeprägtes Maximum des Plasmapotentials. Dadurch ergibt sich für  $E_r$  ein Minimum innerhalb und ein Maximum außerhalb des Plasmarandes.

Der radiale Verlauf des elektrischen Feldes kann durch den schlechteren magnetischen Einschluß der Ionen im Vergleich zu den Elektronen erklärt werden. Am heißen Plasmarand haben die Ionen

<sup>2</sup>Vor Berechnung der Ableitungen wurden die Kurven notwendigerweise leicht geglättet, was i.a. eine Abflachung der Extrema bewirkt.

fast Elektronentemperatur und somit viel größere Gyoradien als die Elektronen. Dadurch findet am Plasmarand Ladungstrennung statt. Außerhalb des Plasmarandes ergibt sich ein Ionenüberschuß (positiver Ladungsanzahldichtering  $\delta n > 0$ ), innerhalb des Plasmarandes ergibt sich ein Elektronenüberschuß (negativer Ladungsanzahldichtering  $\delta n < 0$ ). Das sich dazwischen einstellende selbstkonsistente radiale elektrische Feld sorgt für den Einschluß der Ionen.

Triebkraft und Hauptparameter dieses Prozesses ist die nicht vernachlässigbare Ionentemperatur am Plasmarand [Nau99], da sie den Ionengyoradius bei vorgegebenen Magnetfeld bestimmt. Außerdem hängt nach Gl. (2.15) der senkrechte klassische Diffusionskoeffizient gerade vom Gyoradius ab.

#### 4.1.1.3 Elektronen- und Ionendriftgeschwindigkeiten $v_{\theta_{e,i} E_r}$ , $v_{\theta_{e,i} \nabla p_e}$ und $v_{\theta_{e,i}}$

**Elektronen:** Das soeben betrachtete radiale elektrische Feld  $E_r$  führt aufgrund der  $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift zu einer radial variierenden azimuthalen Driftgeschwindigkeit (verscherte Rotation) der Elektronen

$$v_{\theta_{eE_r}} := -\frac{E_r}{B_z} . \quad (4.3)$$

Der radiale Druckgradient der Elektronen  $\nabla p_e$  bewirkt ebenfalls eine azimuthale (diamagnetische) Driftgeschwindigkeit von

$$v_{\theta_{e\nabla p_e}} := -\frac{1}{en_e B_z} \frac{\partial p_e}{\partial r} . \quad (4.4)$$

Die resultierende azimuthale Elektronendriftgeschwindigkeit  $v_{\theta_e}$  ist die Summe beider Driften

$$v_{\theta_e} := v_{\theta_{eE_r}} + v_{\theta_{e\nabla p_e}} . \quad (4.5)$$

Experimentell zeigt sich, daß die Driften der Elektronen durch  $E_r$  und  $\nabla p_e$  gerade entgegengesetzt sind. Innen überwiegt deutlich  $v_{\theta_{eE_r}}$ , außen heben sie sich fast gegenseitig auf. Die (berechnete) resultierende azimuthale Driftgeschwindigkeit der Elektronen  $v_{\theta_e}$  ist somit innen positiv (rechtshändig zu  $\vec{B}$ ) und außen negativ. An der Stelle  $r/r_0 \approx 0.92$  erreicht die Elektronendriftgeschwindigkeit ihr Maximum von  $v_{\theta_e} \approx 60$  km/s.

**Ionen:** Aufgrund der großen Gyoradien der Ionen im Vergleich zum Plasmaradius und den Abfalllängen von  $E_r$  und  $\nabla p_i$ , sind die obigen Driftformeln für die Ionen nicht gültig. Die ALFVEN'sche Näherung für die Drift des Führungszentrums ist nicht erfüllt (siehe z.B. [Keg98]). Auch die Formel für den endlichen Gyoradieneffekt

$$v_{\theta_{iE_r}} = -\frac{E_r}{B_z} \left( 1 - \frac{1}{4} k_r^2 r_{gi}^2 \right) \quad (4.6)$$

kann nicht verwendet werden, da auch sie nur eine Näherung für  $k_r r_{gi} \ll 1$  ist [Che84]. Die räumliche Änderung von  $E_r$  ist von der Größenordnung  $k_r \approx \pi/\text{cm}$  und der Ionengyoradius  $r_{gi} \approx 2 \dots 3$  cm, woraus sich

$$k_r r_{gi} \gtrsim 2\pi \not\ll 1 \quad (4.7)$$

ergibt. Durch die großen Gyoradien „sehen“ die Ionen effektiv nur ein mittleres radiales elektrisches Feld bzw. Druckgradienten. Die mit Rot eingezeichneten Kurven in Abb. (4.1) stellen die Driftgeschwindigkeiten der Ionen dar, wenn sie irrtümlicherweise mit

$$v_{\theta_{i\nabla p_i}} := \frac{k_B T_i}{en_i B_z} \frac{\partial n_i}{\partial r} \quad \text{und} \quad v_{\theta_i} := v_{\theta_{iE_r}} + v_{\theta_{i\nabla p_i}} \quad (4.8)$$

berechnet werden ( $v_{\theta_{iE_r}} = v_{\theta_{eE_r}}$ ), wobei näherungsweise  $T_i = \text{const.} = 3$  eV angenommen wurde (für die Ionen ist nur der Dichtegradient wesentlich  $n_i = n_e$ ). Damit kann nun eine Abschätzung

der tatsächlichen (effektiv-mittleren) azimuthalen Ionendriftgeschwindigkeit erfolgen. Wird radial über  $v_{\theta_i}$  gleitend mit der Breite des Gyrobahndurchmessers gemittelt, so ergibt sich im Bereich  $0.9 \lesssim r/r_0 \lesssim 1.0$  eine mittlere Driftgeschwindigkeit der Ionen von größenordnungsmäßig

$$\bar{v}_{\theta_i} \approx 2 \text{ km/s} \lesssim v_{th_i} . \quad (4.9)$$

Da  $v_{\theta_{iEr}} \gg v_{\theta_{i\nabla p_i}}$  ist, und das nach innen gerichtete radiale elektrische Feld überwiegt, ergibt sich eine positive mittlere Driftgeschwindigkeit für die Ionen. Sie driften somit in die gleiche Richtung wie die Elektronen, nur wesentlich langsamer (vergl. Abb. 4.3).

Die Differenz von  $v_{\theta_e} - v_{\theta_i}$  ist an der Stelle  $r/r_0 \approx 0.92$  maximal. Deshalb kommt es dort zur *Driftinstabilität*, was am Maximum des Fluktuationsniveaus des Floatingpotentials  $\tilde{U}_{fl}$  an dieser Stelle zu sehen ist.

#### 4.1.1.4 Fluktuationsniveaus $\tilde{U}_{fl}$ , $\tilde{U}_{fl}^{rel}$ , $\tilde{I}_{sat_i}$ und $\tilde{I}_{sat_i}^{rel}$

Aus den Mittelungen von  $U_{fl}$  und  $I_{sat}$  ergeben sich zusätzlich zu den Mittelwerten die Standardabweichungen, welche im folgenden als Fluktuationsniveaus bzw. relative Fluktuationsniveaus bezeichnet werden

$$\tilde{U}_{fl} := \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{j=0}^{N-1} (U_{fl}^j - U_{fl})^2} \quad \text{und} \quad \tilde{U}_{fl}^{rel} := \frac{\tilde{U}_{fl}}{\mu k_B T_e / e} \quad (4.10)$$

$$\tilde{I}_{sat_i} := \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{j=0}^{N-1} (I_{sat_i}^j - I_{sat_i})^2} \quad \text{und} \quad \tilde{I}_{sat_i}^{rel} := \frac{\tilde{I}_{sat_i}}{I_{sat_i}} . \quad (4.11)$$

Die Fluktuationsniveaus  $\tilde{U}_{fl} \sim \tilde{U}_{pl}$  und  $\tilde{I}_{sat} \sim \tilde{n}_e$  zeigen in der Nähe des Plasmarandes ausgeprägte Maxima. Das relative Fluktuationsniveau  $\tilde{U}_{fl}^{rel}$  sogar zwei. Sie entstehen, wie schon angedeutet und wie sich bei der Darstellung der Fluktuationsspektren noch genauer zeigen wird, durch Driftinstabilitäten bzw. -wellen an den entsprechenden radialen Positionen.

#### 4.1.1.5 Fehlerabschätzung $\sigma_{rel}$

Als Fehlerabschätzung können die relativen Standardabweichungen der Kennlinienfits herangezogen werden

$$\sigma_{rel} := \frac{\sigma}{I_{sat_i}} = \frac{1}{I_{sat_i}} \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{j=0}^{N-1} (I_j - I_j^{fit})^2} , \quad (4.12)$$

wobei  $I_j$  der  $j$ -te Stromwert der gemessenen Kennlinie und  $I_j^{fit}$  der  $j$ -te Stromwert der gefitteten Kennlinie ist. Dadurch wird dokumentiert wie gut das Kennlinienmodell zu den Meßdaten paßt und wie zuverlässig die angefiteten Parameter sind<sup>3</sup>. Die mittleren relativen Fehler von  $T_e$  und  $n_e$  liegen demzufolge für  $r < r_0$  unter 10 %. Mit zunehmendem Radius nehmen sowohl  $\tilde{I}_{sat_i}^{rel}$  und  $\sigma_{rel}$  zu, da  $I_{sat_i}$  schneller absinkt als  $\tilde{I}_{sat_i}$ .

### 4.1.2 Spektroskopische Bestimmung von $T_i$ und $v_{\theta_i}$

Wie in Abschnitt 3.3.1 beschrieben, wurden in der Arbeit [Mey98] mittels hochauflösender Spektroskopie, die radialen Profile der Ionentemperatur  $T_i$  und der azimuthalen Driftgeschwindigkeit  $v_{\theta_i}$

<sup>3</sup>Exakterweise müßten die Fehler der einzelnen Fitparameter separat betrachtet werden, da sie verschieden empfindlich in die Kennlinie eingehen. So ist die Genauigkeit von  $I_{sat_i}$  viel größer als die von  $T_e$ . Da aber  $n_e$  sowohl von  $I_{sat_i}$ ,  $T_e$  und der angenommenen Sondenfläche  $A_i$  abhängt, ist  $n_e$  nicht genauer als  $T_e$  bestimmbar. Daher stellt die relative Standardabweichung des Gesamtfits  $\sigma_{rel}$  eine gute Abschätzung für die mittleren Fehler von  $T_e$  und  $n_e$  dar.

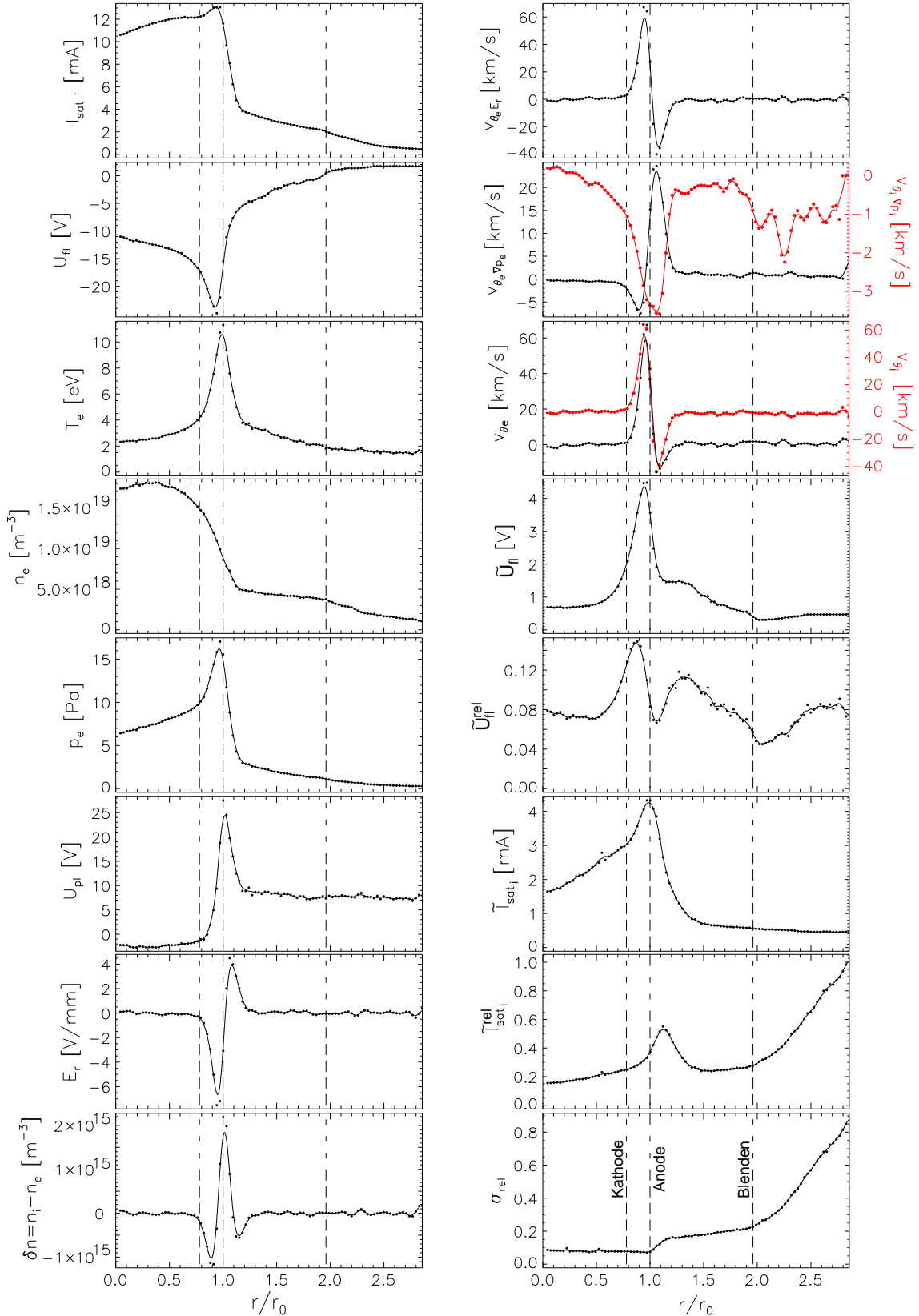


Abb. 4.1: Zeitgemittelte radiale Profile grundlegender Plasmagrößen am Ort der Druckstufe (Regime siehe Tab. 4.1). Alle Daten basieren auf LANGMUIR-Sondenmessungen.  $T_e$  und  $p_e$  besitzen ein ausgeprägtes Hohlprofil. Das Profil von  $n_e$  wird durch starken fluktuationsinduzierten Transport modifiziert. Am Plasmarand ( $r/r_0 \approx 1$  mit  $r_0 = 30$  mm) tritt ein stark variierendes  $E_r$  auf. Dies führt zu einer stark verscherten azimuthalen Drift der Elektronen und einer wesentlich schwächeren bei den Ionen. Am Ort des Maximums von  $v_{\theta e}$  ( $r/r_0 \approx 0.92$ ) liegt das Maximum von  $\tilde{U}_{fi}$ . Dies ist auch der Ort an dem die Driftwelle lokalisiert ist. Die mit Rot eingezeichneten Kurven stellen die Driftgeschwindigkeiten der Ionen dar, wenn sie irrtümlicherweise mit Gl. (4.8) berechnet werden. Die tatsächlich gemessene azimuthale Ionengeschwindigkeit ist in Abb. 4.3 zu finden. Sie bestätigt die Vorstellung welche zu Gl. (4.9) führt.

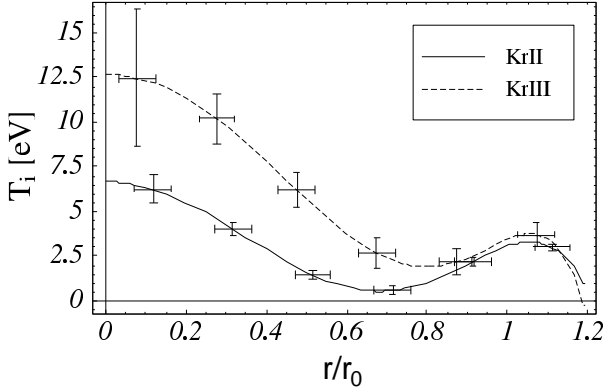


Abb. 4.2: Radialer Verlauf der Kr-Ionentemperaturen (Grafik: H. MEYER [Mey98]).

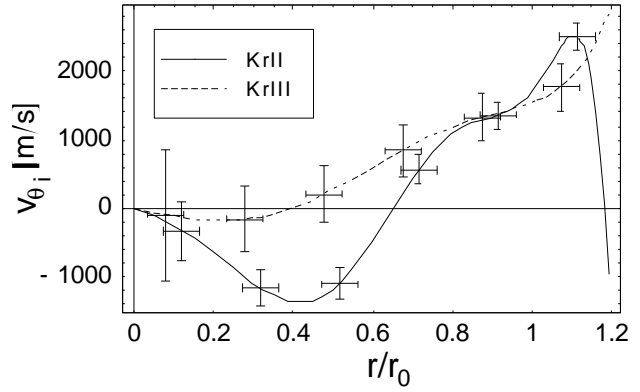


Abb. 4.3: Radialer Verlauf der Kr-Ionenrotationsgeschwindigkeit (Grafik: H. MEYER [Mey98]).

bestimmt. Abbildung 4.2 zeigt die gemessene Ionentemperatur und Abb. 4.3 die Ionenrotationsgeschwindigkeit der Kr II- und Kr III-Ionen<sup>4</sup> in der Druckstufe (Regime entsprechend Tab. 4.1).

Die Ionentemperatur hat offensichtlich zwei Maxima. Das kleinere, mit  $T_i \approx 3.5$  eV, liegt bei  $r \approx r_0$ , wo auch das Maximum der Elektronentemperatur von  $T_e \approx 10$  eV liegt (siehe Abb. 4.1). Das größere, mit  $T_i \approx 7.5 \dots 12.5$  eV, liegt aber genau bei  $r = 0$ . Dies ist sehr merkwürdig, da die Ionen normalerweise von den Elektronen geheizt werden.

Da die Ionengyroradien im Bereich von  $r_{gi} \approx 1 \dots 3$  cm liegen (Plasmaradius  $\approx 3$  cm), sind sie mit der MHD nicht mehr ohne weiteres beschreibbar. Die Orbiteffekte spielen hier eine wesentliche Rolle. So läßt sich das innere Maximum von  $T_i$  durch die Gyration der Ionen im radialen elektrischen Feld  $E_r$  wie folgt erklären (vergl. dazu [Ohn99]):

An der Stelle  $r \approx r_0$  werden die Ionen durch die Elektronen auf die Temperatur  $T_i \approx 3.5$  eV aufgeheizt (Abb. 4.2). Ionen, deren Geschwindigkeitsvektor zufällig so orientiert ist, daß sie ins Plasmaminnere gyrieren, nehmen im radialen elektrischen Feld den Energiebetrag

$$\frac{k_B \Delta T_i}{e} \approx Z_i \bar{E}_r r_{gi} \quad (4.13)$$

auf ( $Z_i$  - Ionenladungszahl). Hierbei ist  $\bar{E}_r$  das mittlere radiale elektrische Feld, welches die Ionen durchlaufen, und das sich mit Gl. (4.9) zu  $\bar{E}_r = \bar{v}_{\theta_i} B_z \approx 200$  V/m ergibt. Der Gyroradius der Kr II-Ionen beträgt bei  $T_i \approx 3.5$  eV etwa  $r_{gi} \approx 2.5$  cm. Damit ergibt sich für ihren Energie- bzw. Temperaturzuwachs (der Senkrechtkomponente)

$$\frac{k_B \Delta T_i}{e} \approx 200 \text{ V/m} \cdot 0.025 \text{ m} \approx 5 \text{ eV} \quad (4.14)$$

und für ihre Gesamttemperatur in der Plasmamitte

$$T_i(0) \approx T_i(r_0) + \Delta T_i \approx 8.5 \text{ eV} , \quad (4.15)$$

(für die zweifach geladenen Kr III-Ionen ergibt sich entsprechend  $T_i(0) \approx 13.5$  eV) was etwa mit der Messung übereinstimmt. Dies ist natürlich nur eine grobe Schätzung, welche aber vom prinzipiellen Ansatz her richtig sein sollte. Für genauere Berechnungen müssen die Gyrobahnen, der genaue  $E_r$ -Verlauf und die Ion-Ion bzw. Ion-Neutrals Stöße berücksichtigt werden.

### 4.1.3 Radial aufgelöstes Leistungs- und Kreuzleistungsspektrum von $U_{fl}$

Abb. 4.4 zeigt das radial aufgelöste Spektrum des Floatingpotentials  $U_{fl}$  für das Entladungsregime in Tab. 4.1 am Ort der Druckstufe. Während für die Messung der radialen Profile eine

<sup>4</sup>Für die Vermessung der Kr III-Ionen wurde die UV-Linie bei  $\lambda = 324.6$  nm verwendet, welche mit dem hier verwendeten hochauflösenden Spektrometer noch auswertbar war.

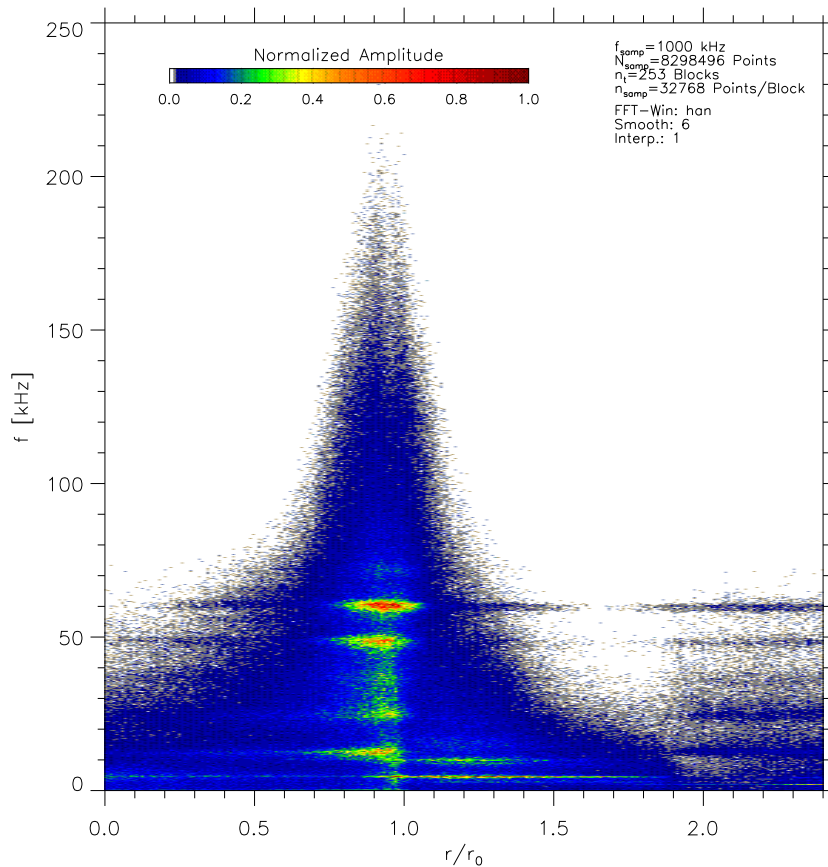


Abb. 4.4: Radial aufgelöstes Leistungsspektrum von  $U_{fl}$ . Deutlich sind zwei radial getrennte Modenserien zu sehen, deren Amplitudenmaxima bei  $r/r_0 \approx 0.92$  und  $r/r_0 \approx 1.25$  liegen. Die Frequenzen sind radial konstant und untereinander nahezu äquidistant.

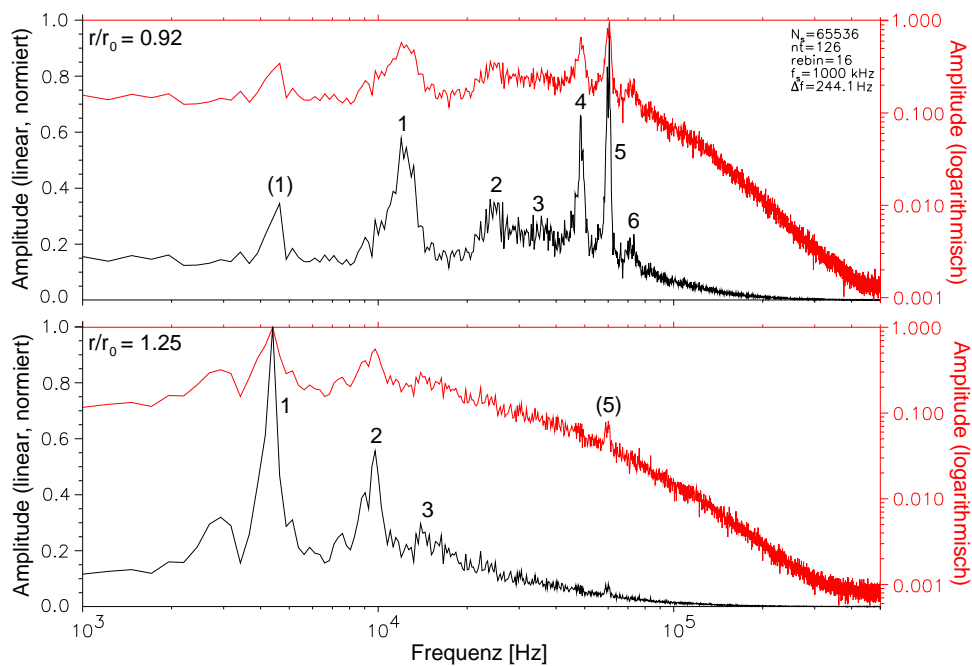


Abb. 4.5: Leistungsspektren von  $U_{fl}$  an den Positionen  $r/r_0 = 0.92$  (oben) und  $r/r_0 = 1.25$  (unten), jeweils halb- und doppellogarithmisch dargestellt. Für große Frequenzen fällt bei  $r/r_0 = 0.92$  die Amplitude in doppellogarithmischer Darstellung etwa linear ab, was ein Potenzgesetz von etwa  $1/f^2$  ergibt (siehe dazu Fußnote 6 auf S. 69).

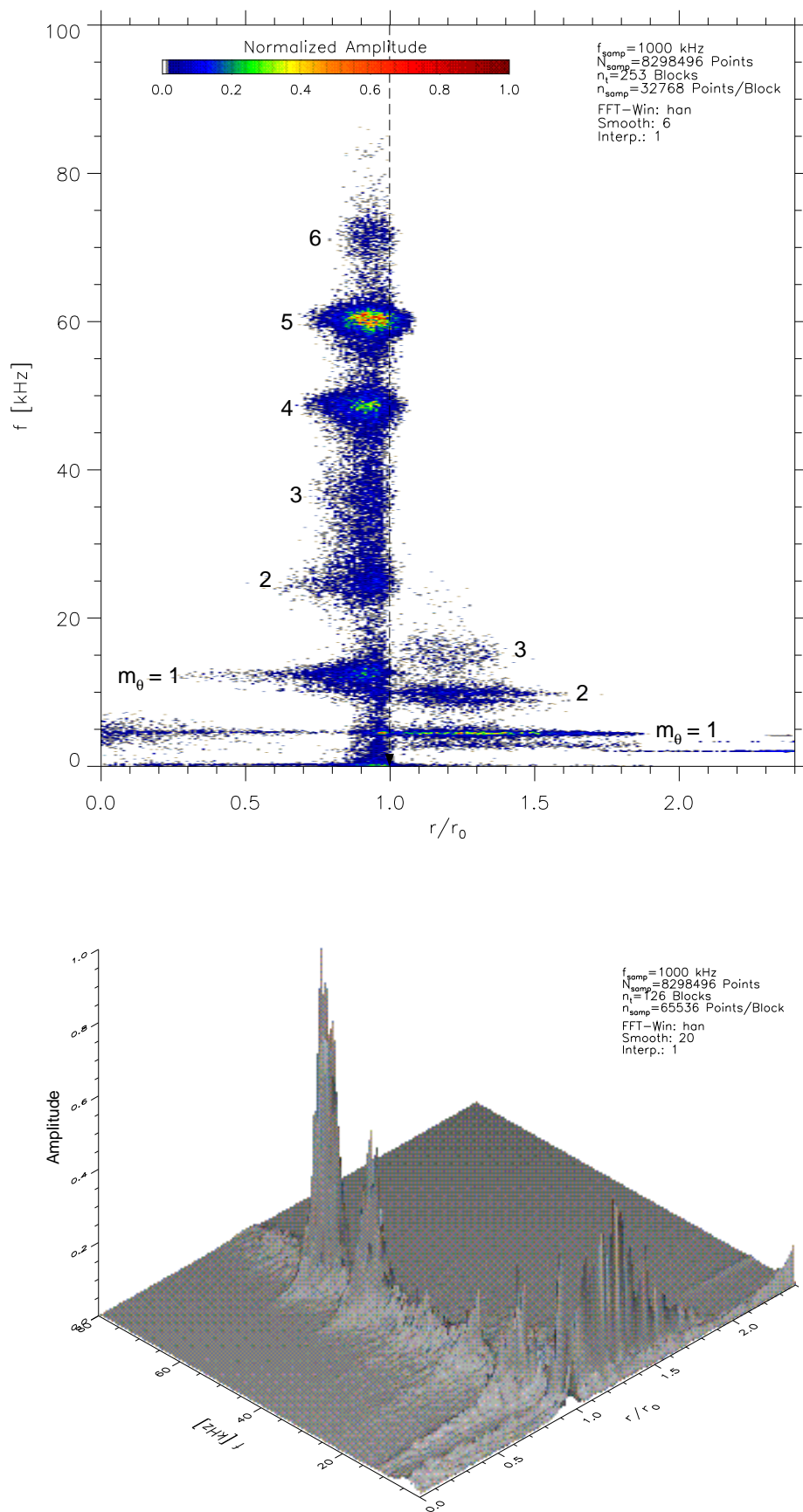


Abb. 4.6: Radial aufgelöstes Kreuzleistungsspektrum von  $U_{fl}$  zweier synchron verfahrenener LANGMUIR-Sonden. Das unkorrelierte Rauschen beider Kanäle wird unterdrückt. Nur die Fluktuationen, die an beiden Sonden gleichermaßen auftreten, bleiben übrig. Deutlich sind die zwei radial getrennten Modenserien zu sehen.



Abtastfrequenz von 100 kHz ausreichte, ist bei der Aufnahme von Spektren eine Abtastfrequenz von  $f_s = 1$  MHz erforderlich, um das gesamte Frequenzband der Plasmafluktuationen zwischen  $f = 0 \dots f_{Ny} = 500$  kHz zu analysieren.

Wie auch bei der Messung der zeitgemittelten radialen Profile, wird die Sonde während der Abtastung radial langsam und kontinuierlich verfahren. Die so aufgenommenen Zeitreihen (Gesamtzeit etwa 8 s) werden in zeitlich bzw. radial äquidistante Intervalle zerlegt (253 Stück zu je  $2^{15}$  Abtastwerten). Diese werden mit einer Fensterfunktion multipliziert (Hanning-Fenster siehe z.B. [Sch92]) und anschließend FOURIER-transformiert.

Das Spektrum zeigt zwei separate Modenserien, deren Amplitudenmaxima etwa an den Positionen  $r/r_0 \approx 0.92$  (innere Modenserie) und  $r/r_0 \approx 1.25$  (äußere Modenserie) liegen. Die diskreten Modenfrequenzen  $f_m$  beider Serien ändern sich radial nicht. Weiterhin sind die Frequenzen einer Modenserie nahezu äquidistant. Für die innere Modenserie ergibt sich etwa der Zusammenhang

$$f_m \approx 12 m_\theta \text{ [kHz]} \quad \text{mit: } m_\theta = 1, \dots, 6 \quad (4.16)$$

und für die äußere

$$f_m \approx 5 m_\theta \text{ [kHz]} \quad \text{mit: } m_\theta = 1, \dots, 3, \quad (4.17)$$

wobei  $m_\theta$  die azimutale Modenzahl ist<sup>5</sup>. Insgesamt besitzt die innere Mode der Modenzahl  $m_\theta = 5$  bei  $f_5 \approx 60$  kHz die größte Amplitude.

Abbildung 4.5 zeigt die Leistungsspektren (Schnitte) an den radialen Positionen  $r/r_0 = 0.92$  (obere Abb.) und  $r/r_0 = 1.25$  (untere Abb.). Sie sind sowohl halb- als auch doppellogarithmisch aufgetragen. Die doppellogarithmische Darstellung der inneren Modenserie ergibt für  $f \gtrsim 100$  kHz etwa eine Gerade, was etwa einem Potenzgesetz von  $1/f^2$  entspricht<sup>6</sup>.

Wird entsprechend Abschnitt 3.2 das Kreuzspektrum zweier radial synchron verfahrenener Sonden berechnet, so wird unkorreliertes Rauschen unterdrückt. Abb. 4.6 zeigt das sich ergebende radial aufgelöste Kreuzleistungsspektrum von  $U_{fl}$  am Ort der Druckstufe. Der übrigbleibende korrelierte „Fluktuationskern“ zeigt klar die zwei radial getrennten Modenserien, wobei sich bestätigt, daß die  $m_\theta = 1$  Mode der äußeren Modenserie bis zur Plasmamitte reicht. Dies deutet auf eine insgesamt exzentrische Rotation der Plasmasäule hin.

#### 4.1.4 Zeitaufgelöstes Kreuzleistungsspektrum von $U_{fl}$

Abb. 4.7 zeigt die zeitaufgelösten Kreuzleistungsspektren  $S_{12}(t_j, f) = S_{12}^{(j)}(f)$  des Floatingpotentials  $U_{fl}$  an den radialen Positionen  $r/r_0 = 0.92$  (obere Abb.) und  $r/r_0 = 1.25$  (untere Abb.). Mit der Abtastfrequenz von  $f_s = 1$  MHz und  $N = 1024$  Abtastwerten je  $j$ -ter Realisation, ergibt sich eine Zeitauflösung von  $\Delta T = N/f_s = N\Delta t \approx 1$  ms und eine Frequenzauflösung von  $\Delta f = f_s/N \approx 1$  kHz ( $\Delta T \Delta f = 1$ ).

Deutlich zeigt sich der turbulente Charakter der Driftinstabilität. Das zeitliche Auftreten der Moden ist stochastisch und ihre Frequenzen streuen leicht um die mittleren Modenfrequenzen  $f_m$ .

<sup>5</sup>Im weiteren Verlauf wird sich herausstellen, daß fast rein azimutale Moden vorliegen. Tritt  $m_\theta$  als Index auf, wie z.B. bei den Modenfrequenzen  $f_m$ , so wird ‘ $\theta$ ’ als Index von ‘ $m$ ’ zur Vereinfachung weggelassen. Mit einem Index ‘ $m$ ’ ist also immer die Modenzahl  $m_\theta$  gemeint.

<sup>6</sup>Derartige Potenzgesetze treten bei komplexen Systemen in der Natur häufig auf (Anzahl von Erdbeben in Abhängigkeit von ihrer Stärke, allg. bei Lawinenprozessen, Fluktuationen von Quasarlicht  $\sim 1/f$ , globale Temperaturschwankungen, Charge-Density-Waves (CDW’s) in Festkörpern, etc. siehe [Bak96] zu „one-over-f-noise“). Die genaue Herleitung der beobachteten Zusammenhänge  $1/f^\alpha$  ( $\alpha \geq 1$ ) gelingt nur in wenigen speziellen Fällen. Auch bei Plasmafluktuationen wurden schon sehr frühzeitig Abhängigkeiten wie  $1/f^{4.6}$  bzw.  $1/f^{5.1}$  beobachtet [Che65]. Dabei handelt es sich nicht um stochastisches Rauschen, denn dann wäre die Leistung bei allen Frequenzen gleich („weißes Rauschen“). Wie im  $k_\theta$ - $f$ -Spektrum (Abb. 4.11, S. 76) zu sehen ist, sind die Fluktuationen bis etwa  $f \approx 370$  kHz korreliert. Das Potenzgesetz gilt genau bis dahin! Darüber hinaus sind die Fluktuationen unkorreliert, und es wird ein „weißes Rauschen“ in Frequenz und Phase beobachtet. Der Frequenzbereich, in dem das Potenzgesetz gilt, gehört also noch zur Driftwellen-Dispersionsrelation dazu. Das *Potenzgesetz ist ein Charakteristikum der dort herrschenden Driftwellenturbulenz* und sollte sich mit dem Instabilitätsmechanismus erklären lassen.

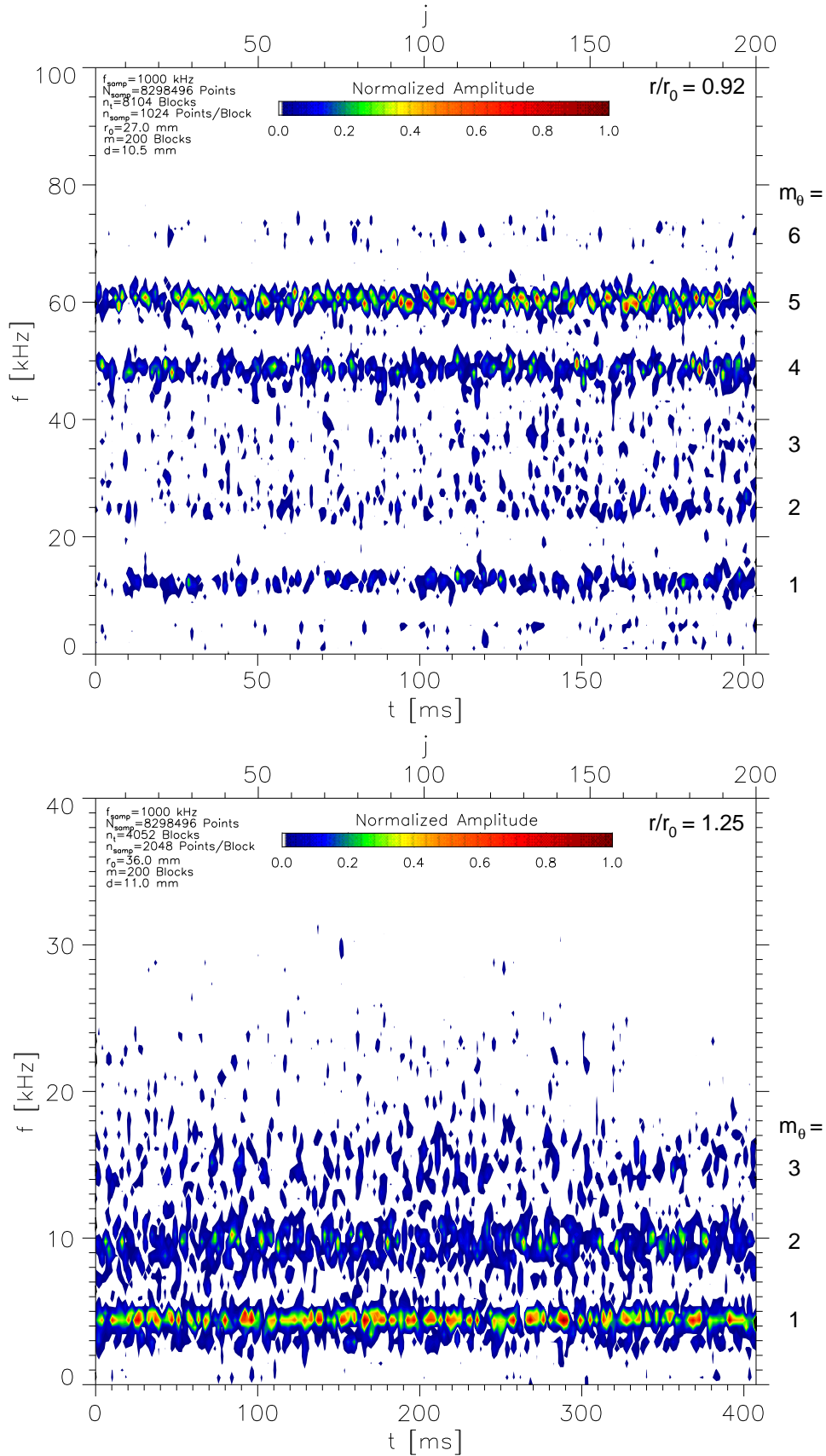


Abb. 4.7: Zeitaufgelöste Kreuzleistungsspektren von  $U_{fl}$  an den Stellen  $r/r_0 = 0.92$  (oben) und  $r/r_0 = 1.25$  (unten). Gut ist der turbulente Charakter der Driftinstabilität zu sehen. Die Fluktuationsmoden leben nur wenige Millisekunden. Das zeitliche Auftreten der Moden ist *asynchron*, was nicht durch gewöhnliche Harmonischerzeugung an einer Nichtlinearität erklärt werden kann. ( $j$ -Index des  $j$ -ten Kreuzspektrums)

Die Lebensdauer einer Mode  $\tau_m$  beträgt nur wenige Millisekunden. Genaue Betrachtung zeigt, daß z.B. die 4'er und 5'er Mode nie gleichzeitig maximale Amplitude besitzen; sie sind *asynchron*. Dies kann dadurch erklärt werden, daß nur endlich viel „freie“ Energie im System vorhanden ist, welche sich die Moden teilen müssen.

Daraus ergibt sich eine sehr wichtige Schlußfolgerung: Bei den einzelnen Moden handelt es sich *nicht* um triviale Harmonischenerzeugung an einer Nichtlinearität (wie z.B. an der Sondenkennlinie, da  $U_{fl}$  nur mit einer endlichen Impedanz ausreichend zeitaufgelöst gemessen werden kann), sondern um *echte Plasmaeigenschaften*. Bei der inneren Modenserie  $r/r_0 = 0.92$  bestand daran sowieso kein Zweifel, da hier die 5'er Mode die größte Leistung besitzt, was bei normaler Harmonischenerzeugung nicht auftreten kann. Bei der äußeren Modenserie  $r/r_0 = 1.25$  lag aber aufgrund der etwa exponentiell abfallenden Leistung mit zunehmender Modenzahl der Verdacht sehr nahe.

Die später gezeigten CCD-Bildsequenzen entsprechen nur einem Zeitintervall von ca. 18  $\mu$ s. Sie liegen also innerhalb der Lebensdauer  $\tau_m \approx 1$  ms einer Driftwellenmode. Die Aufnahmen wurden gerade zu den Zeitpunkten gemacht, an dem die 4'er bzw. 5'er Mode ihre Amplitudenmaxima hatten. Sie zeigen also die Form der gesättigten Driftwelle.

#### 4.1.5 Azimutales Frequenz-Wellenzahl-Spektrum von $U_{fl}$

Entsprechend des im Abschnitt 3.2 dargestellten Verfahrens, wurde an den Radien maximaler Amplitude der beiden Modenserien ( $r/r_0 = 0.92$  bzw.  $r/r_0 = 1.25$  mit  $r_0 = 30$  mm) das jeweilige  $k_\theta$ - $f$ -Spektrum  $\bar{S}(k_\theta, f)$  des Floatingpotentials  $U_{fl}$  berechnet. Es zeigte sich, daß sich nur an diesen Radien ganzzahlige Werte für die azimutale Modenzahl  $m_\theta$  ergeben. Sie werden daher im folgenden als Modenradien  $r_m$  bezeichnet.

Grundsätzlich ist in allen dargestellten  $k_\theta$ - $f$ -Spektren der volle Wellenzahlbereich  $-k_{Ny}, \dots, k_{Ny}$  dargestellt. Der genaue Sondenabstand  $d := \Delta x \approx 11$  mm kann den jeweiligen Abbildungen entnommen werden. Um exakt ganzzahlige Modenzahlen zu erhalten, ist es an der Stelle  $r/r_0 = 0.92$  notwendig, ihn zu  $d \approx 10.5$  mm anzunehmen. Im Rahmen der mechanischen Toleranzen des Aufbaus scheint dies zulässig.

##### 4.1.5.1 Innere Modenserie: $r/r_0 = 0.92$

Abbildung 4.8 zeigt  $\bar{S}(k_\theta, f)$  für die innere Driftmodenserie ( $r/r_0 = 0.92$ ). Deutlich sind diskrete Fluktuationsmoden der Modenzahlen  $m_\theta = 1, \dots, 6$  zu erkennen. Alle Fluktuationen bewegen sich azimutal einheitlich rechtshändig<sup>7</sup> zur Magnetfeldrichtung  $\vec{B}$ . Am stärksten ist die Mode mit  $m_\theta = 5$  und  $f_5 \approx 60$  kHz.

Aus dem bedingten  $k_\theta$ - $f$ -Spektrum  $\bar{S}(k_\theta|f)$  kann mit Gl. (3.65) die statistische Dispersionsrelation  $\bar{k}_\theta(f)$  berechnet werden (reeller Mittelwert von  $k_\theta$ ), welche Abb. 4.9 zeigt (schwarze Kreise). Das komplex gemittelte Kreuzspektrum liefert eine ähnliche statistische Dispersionsrelation  $\bar{k}_\theta^c(f)$  (rote Kreise). Die Kreisradien sind proportional zur Kreuzleistung. Oberhalb  $f \approx 75$  kHz nimmt die Leistung schnell ab und die beiden Relationen beginnen voneinander abzuweichen. Gewichtet mit der Leistung wurde an  $\bar{k}_\theta^c(f)$  ein Polynom 2. Grades angefitet, welches durch den Koordinatenursprung geht. Die Dispersion ist leicht nichtlinear.

Der obere Plot von Abb. 4.10 zeigt die mittleren Kreuzleistungen  $\bar{S}_{12}(f) = \bar{S}(f)$  (wellenzahlintegriertes Spektrum) und  $\bar{S}_{12}^c(f)$ .  $\bar{S}_{12}(f)$  entsteht durch reelle Mittelung,  $\bar{S}_{12}^c(f)$  durch komplexe. Die Unterschiede sind nur marginal. Der mittlere Plot von Abb. 4.10 zeigt die sich aus der gefitteten Dispersionskurve ergebenden mittleren Phasen- und Gruppengeschwindigkeiten (siehe Gl. (3.69)). Sie liegen im Bereich von  $v_\theta \approx 2000$  m/s und nehmen leicht mit der Frequenz zu. Der untere Plot von Abb. 4.10 zeigt die Kohärenz  $\gamma(f)$  und die Turbulenz  $\bar{\sigma}_k^{rel}(f)$ , welche zueinander gegenläufig sind.

<sup>7</sup>Das Koordinatensystem wird immer so gewählt, daß  $\vec{e}_z \uparrow \vec{B}$  gilt. Rechtshändige Rotationsgeschwindigkeiten sind somit positiv.

Bei den Modenfrequenzen ist die Kohärenz fast maximal  $\gamma \approx 1$ . Die Turbulenz hat bei  $f_5 \approx 60$  kHz ein Minimum, was bedeutet, daß die 5'er Mode raum-zeitlich am ausgeprägtesten ist.

Abbildung 4.11 zeigt die statistischen Dispersionsrelationen  $\bar{k}_\theta(f)$  und  $\bar{k}_\theta^c(f)$  über den gesamten Frequenzbereich ( $f = 0 \dots f_{Ny}$ ), einschließlich der Kohärenz  $\gamma(f)$ . Erstaunlicherweise liefert  $\bar{k}_\theta^c(f)$  bis über 300 kHz eine klar determinierte monoton wachsende Phasendifferenz, während  $\bar{k}_\theta(f)$  die Phaseninformation schon ab etwa 75 kHz nicht mehr richtig wiedergibt. Bei etwa 100 kHz springt bei  $\bar{k}_\theta^c(f)$  die Wellenzahl von  $k_{Ny}$  nach  $-k_{Ny}$ . Dies bedeutet nicht etwa, daß sich die Umlaufrichtung der Fluktuationen ändert, sondern daß der Eindeutigkeitsbereich der Phase überschritten wurde. Es muß  $2k_{Ny}$  zu  $k_\theta$  hinzuaddiert werden.

Die reelle Mittelung in der Nähe von  $\pm k_{Ny}$  führt aufgrund der Streuung von  $k_\theta$  zu falschen mittleren Wellenzahlen und Phasengeschwindigkeiten. Deshalb sollte immer die Verwendung von  $\bar{k}_\theta^c(f)$  vorgezogen werden.

#### 4.1.5.2 Äußere Modenserie: $r/r_0 = 1.25$

Abbildung 4.12 zeigt  $\bar{S}(k_\theta, f)$  für die äußere Driftmodenserie ( $r/r_0 = 1.25$ ). Deutlich sind die diskreten Fluktuationsmoden der Modenzahlen  $m_\theta = 1, \dots, 3$  zu erkennen. Alle Fluktuationen bewegen sich ebenfalls azimuthal einheitlich rechtshändig zu  $\vec{B}$ . Am stärksten ist die Mode mit  $m_\theta = 1$  und  $f_1 \approx 5$  kHz.

Die statistischen Dispersionsrelation  $\bar{k}_\theta(f)$  (schwarze Kreise) und  $\bar{k}_\theta^c(f)$  (rote Kreise) sind in Abb. 4.13 zu sehen. Die Kreisradien sind proportional zur Kreuzleistung. Oberhalb  $f \approx 15$  kHz nimmt sie schnell ab und die beiden Relationen beginnen auch hier voneinander abzuweichen. Gewichtet mit der Leistung wurde an  $\bar{k}_\theta^c(f)$  ein Polynom 2. Grades angefitet, welches durch den Koordinatenursprung geht. Die Dispersion ist ebenfalls leicht nichtlinear.

Der obere Plot von Abb. 4.14 zeigt die mittleren Kreuzleistungen  $\bar{S}_{12}(f)$  und  $\bar{S}_{12}^c(f)$ . Die Unterschiede sind etwas größer als bei  $r/r_0 = 0.92$ , was an der leicht höheren Turbulenz liegt. Der mittlere Plot von Abb. 4.14 zeigt die sich aus der gefitteten Dispersionskurve ergebenden mittleren Phasen- und Gruppengeschwindigkeiten. Sie liegen im Bereich von  $v_\theta \approx 1000$  m/s (halbsoviel wie innen) und nehmen leicht mit der Frequenz zu. Der untere Plot von Abb. 4.14 zeigt die Kohärenz  $\gamma(f)$  und die Turbulenz  $\bar{\sigma}_k^{rel}(f)$ , welche auch hier zueinander gegenläufig sind. Bei den Modenfrequenzen ist die Kohärenz fast maximal ( $\gamma \approx 1$ ).

Abbildung 4.15 zeigt die statistischen Dispersionsrelationen  $\bar{k}_\theta(f)$  und  $\bar{k}_\theta^c(f)$  über den gesamten Frequenzbereich ( $f = 0 \dots f_{Ny}$ ) einschließlich der Kohärenz  $\gamma(f)$ . Auch hier ist zu sehen, daß  $\bar{k}_\theta^c(f)$  über  $k_{Ny}$  hinaus verfolgt werden kann. Der Verlauf von  $\bar{k}_\theta(f)$  führt ab  $f \gtrsim 30$  kHz zu falschen Wellenzahlen und Geschwindigkeiten. Im Vergleich zur Stelle  $r/r_0 = 0.92$  fällt die Kohärenz hier viel schneller ab, was sich in einer breiteren Streuung der Wellenzahlen widerspiegelt.

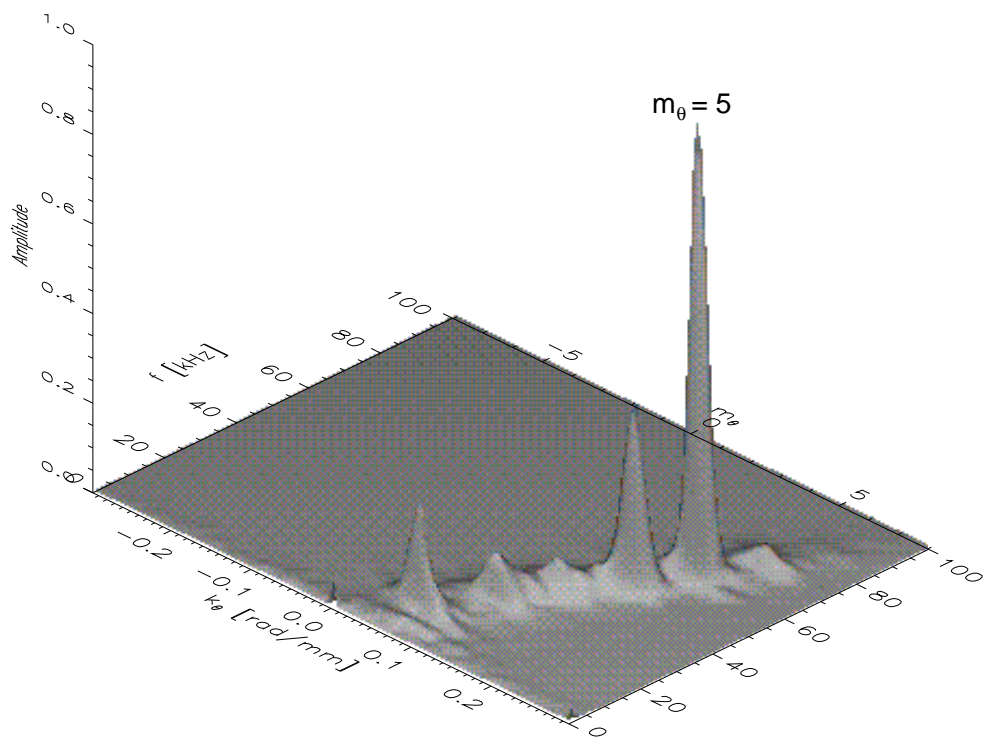
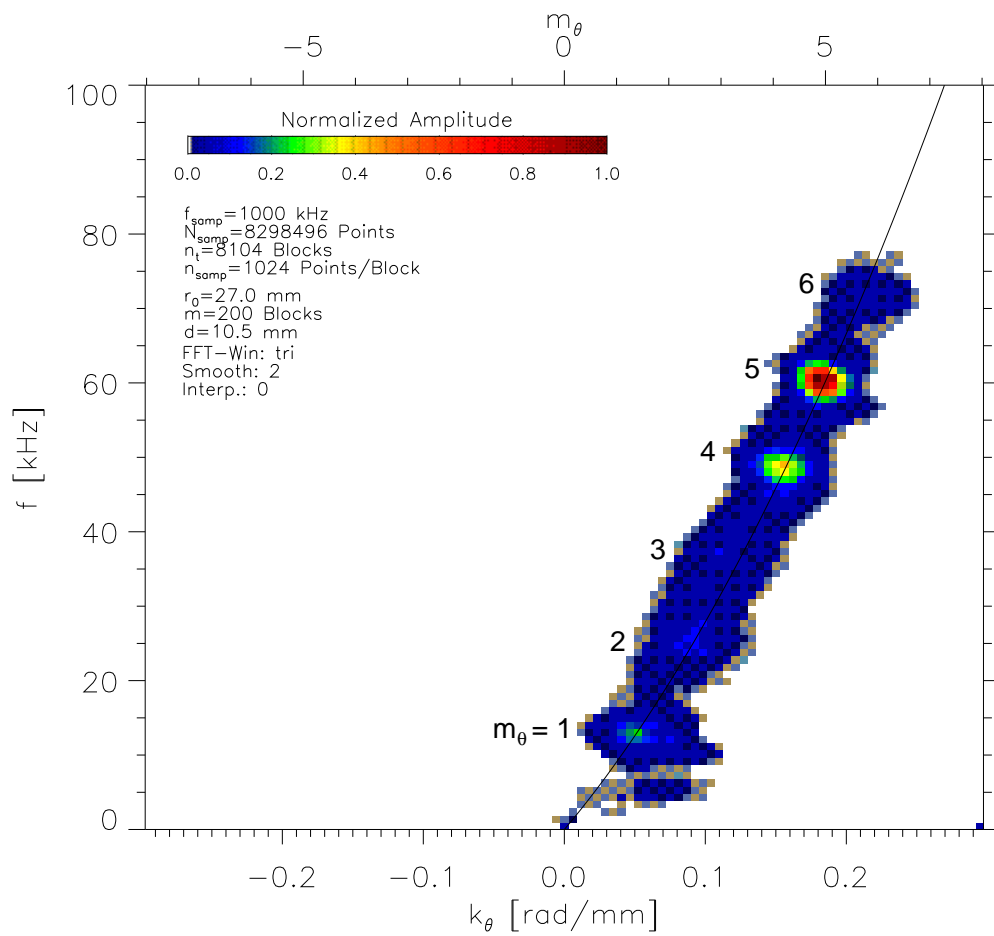


Abb. 4.8:  $k_\theta$ - $f$ -Spektrum von  $U_{fl}$  an der Stelle  $r/r_0 = 0.92$ . Die Driftwellenmode der Modenzahl  $m_\theta = 5$  und der Frequenz  $f_5 \approx 60$  kHz dominiert das Fluktuationsgeschehen am Innengradienten des  $p_e$ -Hohlprofils. Die Fitkurve an  $\bar{k}_\theta^c(f)$  zeigt leicht nichtlineare Dispersion.

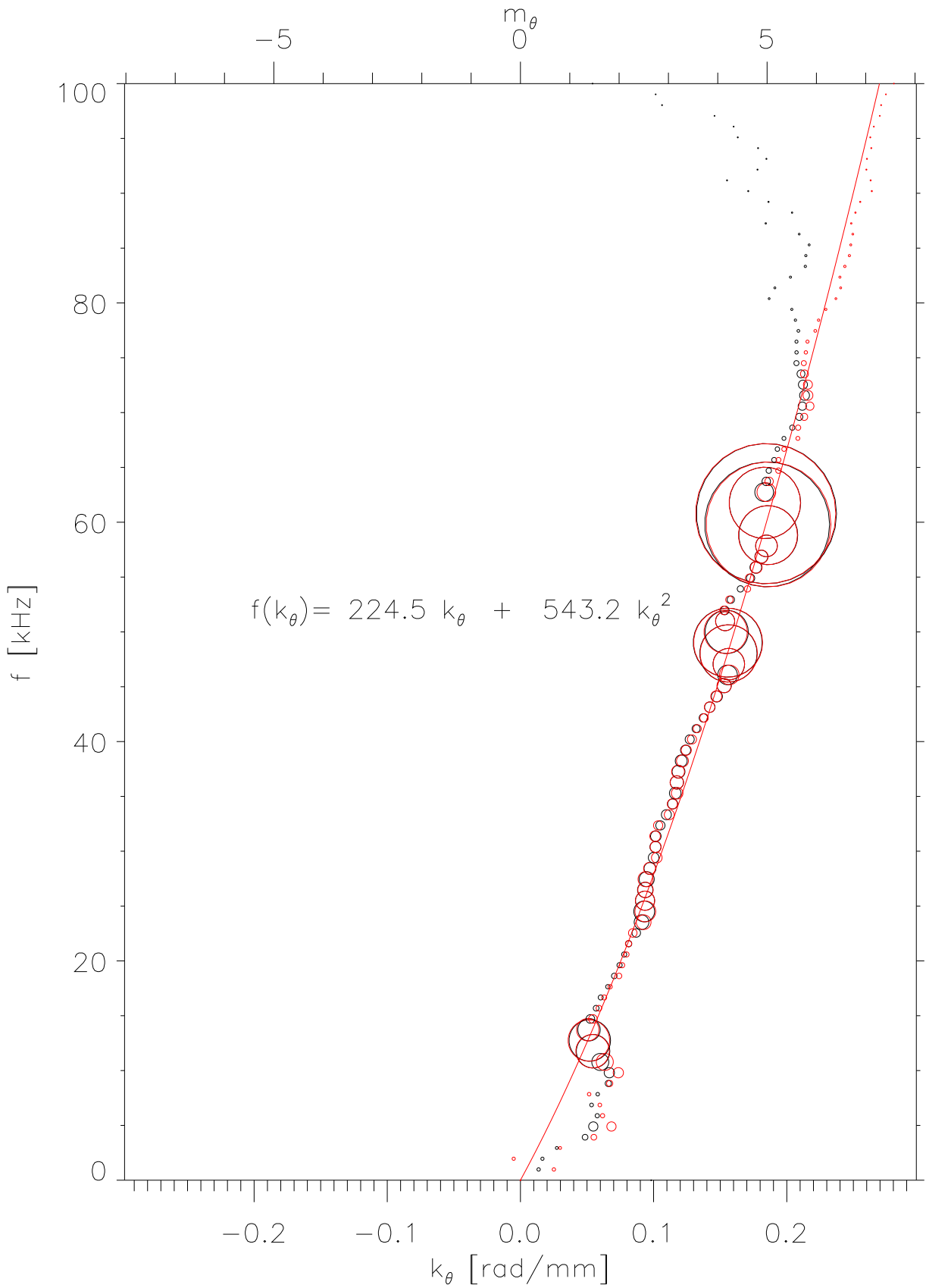


Abb. 4.9: Statistische Dispersionsrelationen  $\bar{k}_\theta(f)$  (schwarz) und  $\bar{k}_\theta^c(f)$  (rot) von  $U_{fl}$  an der Stelle  $r/r_0 = 0.92$ . Die Kreisradien sind proportional zur Kreuzleistung. Die Fitkurve bezieht sich auf  $\bar{k}_\theta^c(f)$  und verdeutlicht die leicht nichtlineare Dispersion.

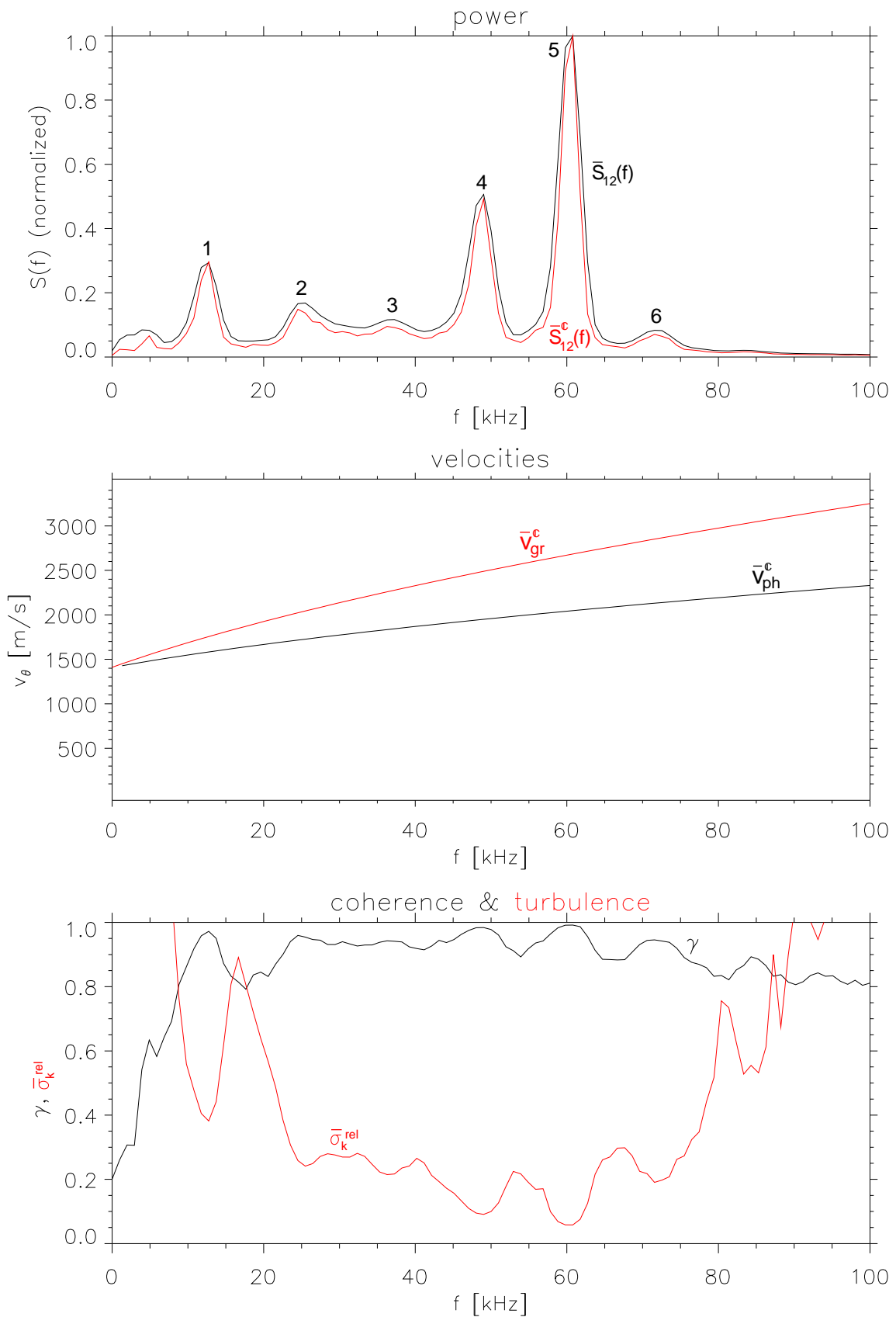


Abb. 4.10: Reell gemittelte Kreuzleistung  $\bar{S}_{12}(f)$ , komplex gemittelte Kreuzleistung  $\bar{S}_{12}^c(f)$ , mittlere Phasengeschwindigkeit  $\bar{v}_{ph}^c(f)$ , mittlere Gruppengeschwindigkeit  $\bar{v}_{gr}^c(f)$ , Kohärenz  $\gamma(f)$  und Turbulenz  $\bar{\sigma}_k^{rel}(f)$  von  $U_{fl}$  an der Stelle  $r/r_0 = 0.92$ . Kohärenz und Turbulenz sind gegenläufig.

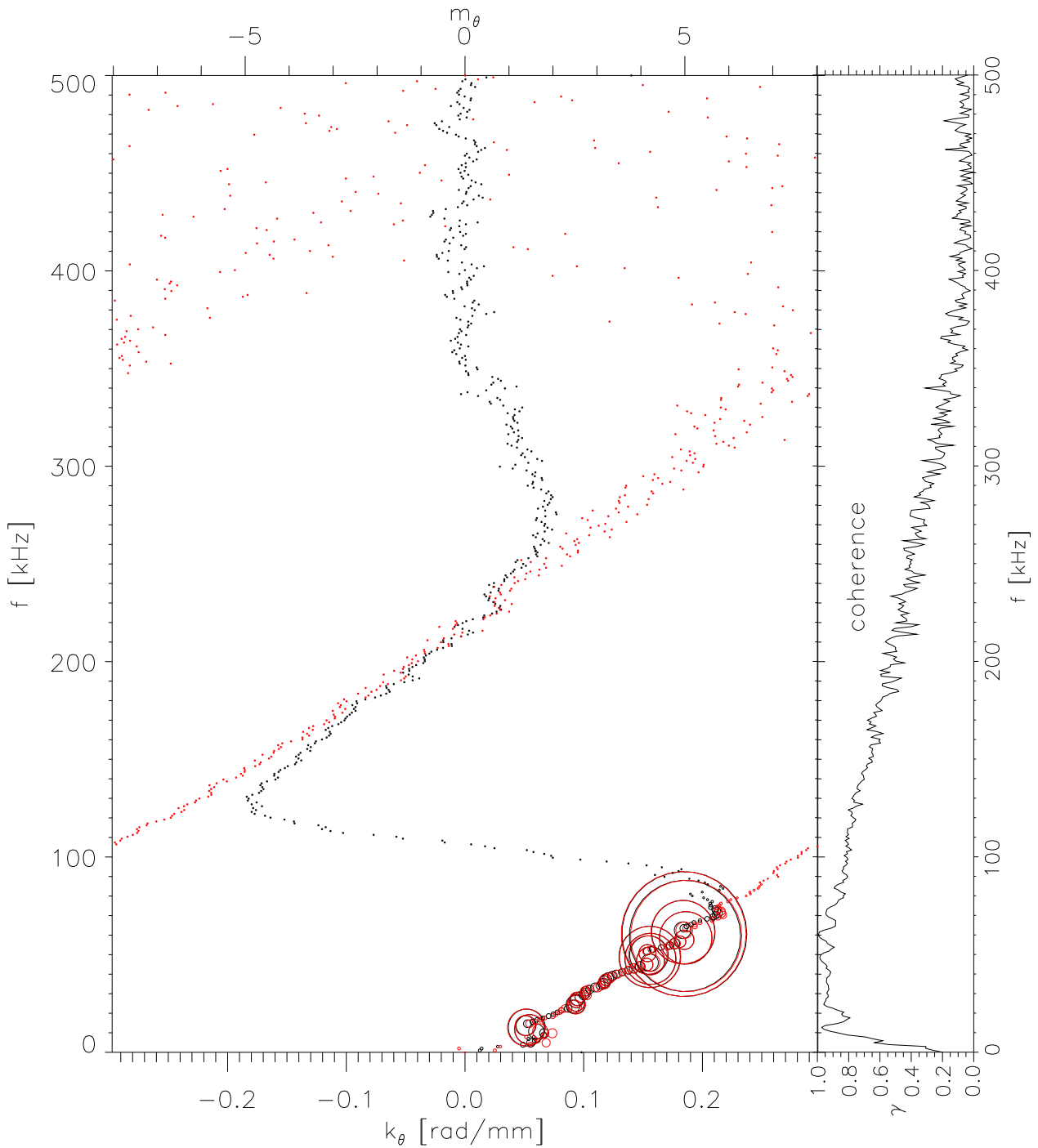


Abb. 4.11: Statistische Dispersionsrelationen  $\bar{k}_\theta(f)$  (schwarz) und  $\bar{k}_\theta^c(f)$  (rot) von  $U_{fl}$  an der Stelle  $r/r_0 = 0.92$ . Die Kreisradien sind proportional zur Leistung. Trotz abnehmender Kohärenz liefert die komplexe Mittelung, aus der  $\bar{k}_\theta^c(f)$  folgt, für hohe Frequenzen die zuverlässigere Phaseninformation bzw. Wellenzahl. Bei etwa 100 kHz springt die Wellenzahl von  $k_{Ny}$  nach  $-k_{Ny}$ . Dies bedeutet nicht etwa, daß sich die Umlaufrichtung der Fluktuationen ändert, sondern daß der Eindeutigkeitsbereich der Phase überschritten wurde. Es muß  $2k_{Ny}$  zu  $k_\theta$  hinzuaddiert werden. Der Verlauf von  $\bar{k}_\theta(f)$  führt aufgrund der reellen Mittelung in der Nähe von  $\pm k_{Ny}$  für  $f \gtrsim 75$  kHz zu falschen Wellenzahlen und Geschwindigkeiten. Deshalb muß  $\bar{k}_\theta^c(f)$  verwendet werden. Der leicht nichtlineare Verlauf von  $\bar{k}_\theta^c(f)$  setzt sich bis zum Kohärenzverlust ( $\gamma \rightarrow 0$ ) fort. Deshalb gehört der spektrale Bereich, in dem die Fluktuationsleistung nach einem Potenzgesetz abfällt (siehe Abb. 4.5), noch zur Dispersionsrelation der Driftwelle, und muß somit im Zusammenhang mit dem Instabilitätsmechanismus stehen (mehr dazu siehe Fußnote 6 auf S. 69).



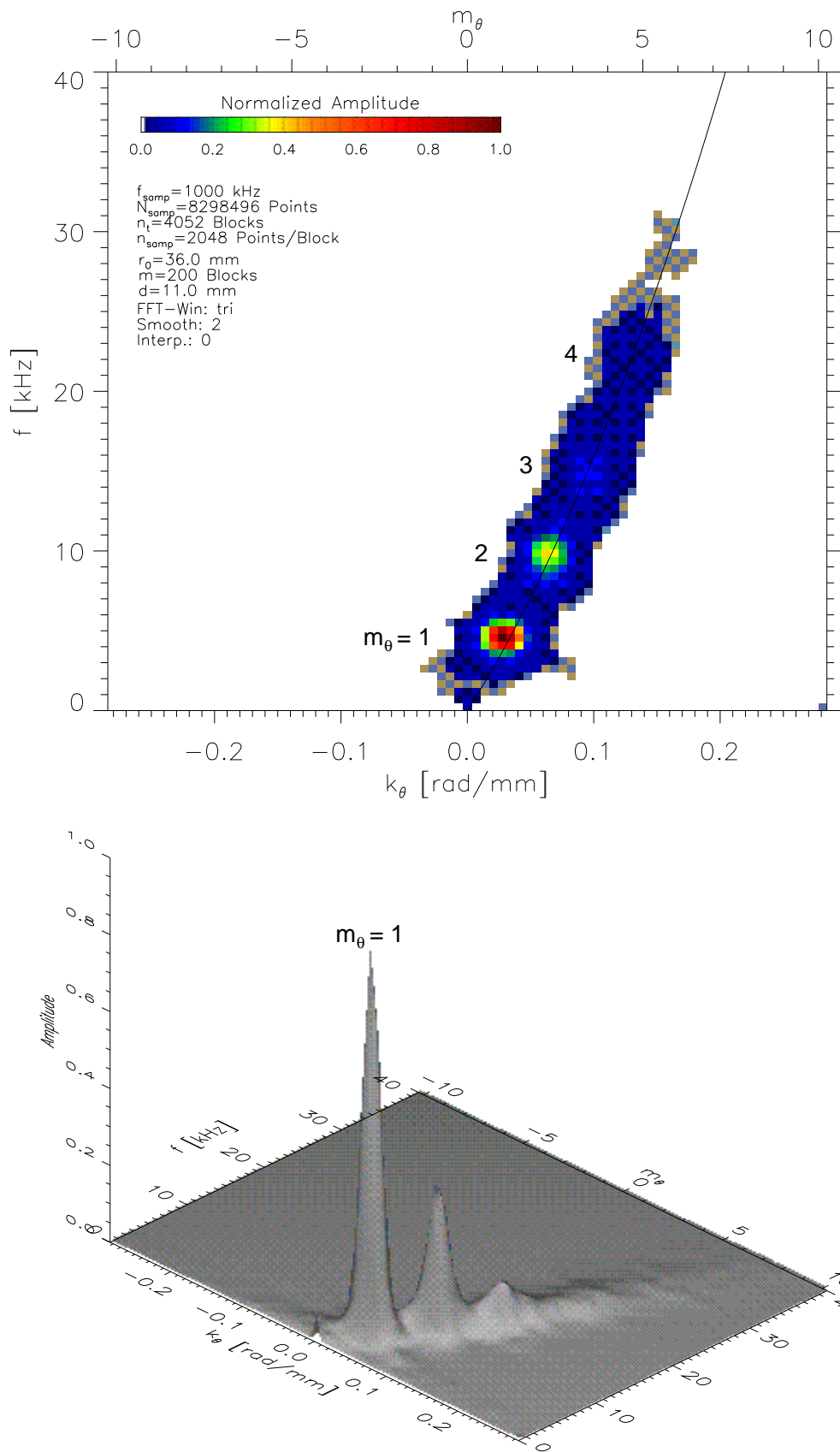


Abb. 4.12:  $k_\theta$ - $f$ -Spektrum von  $U_{fl}$  an der Stelle  $r/r_0 = 1.25$ . Die Driftwellenmode der Modenzahl  $m_\theta = 1$  und der Frequenz  $f_1 \approx 5$  kHz dominiert das Fluktuationsgeschehen am Außengradienten des  $p_e$ -Hohlprofils. Die Fitkurve an  $\bar{k}_\theta^c(f)$  zeigt auch hier leicht nichtlineare Dispersion.

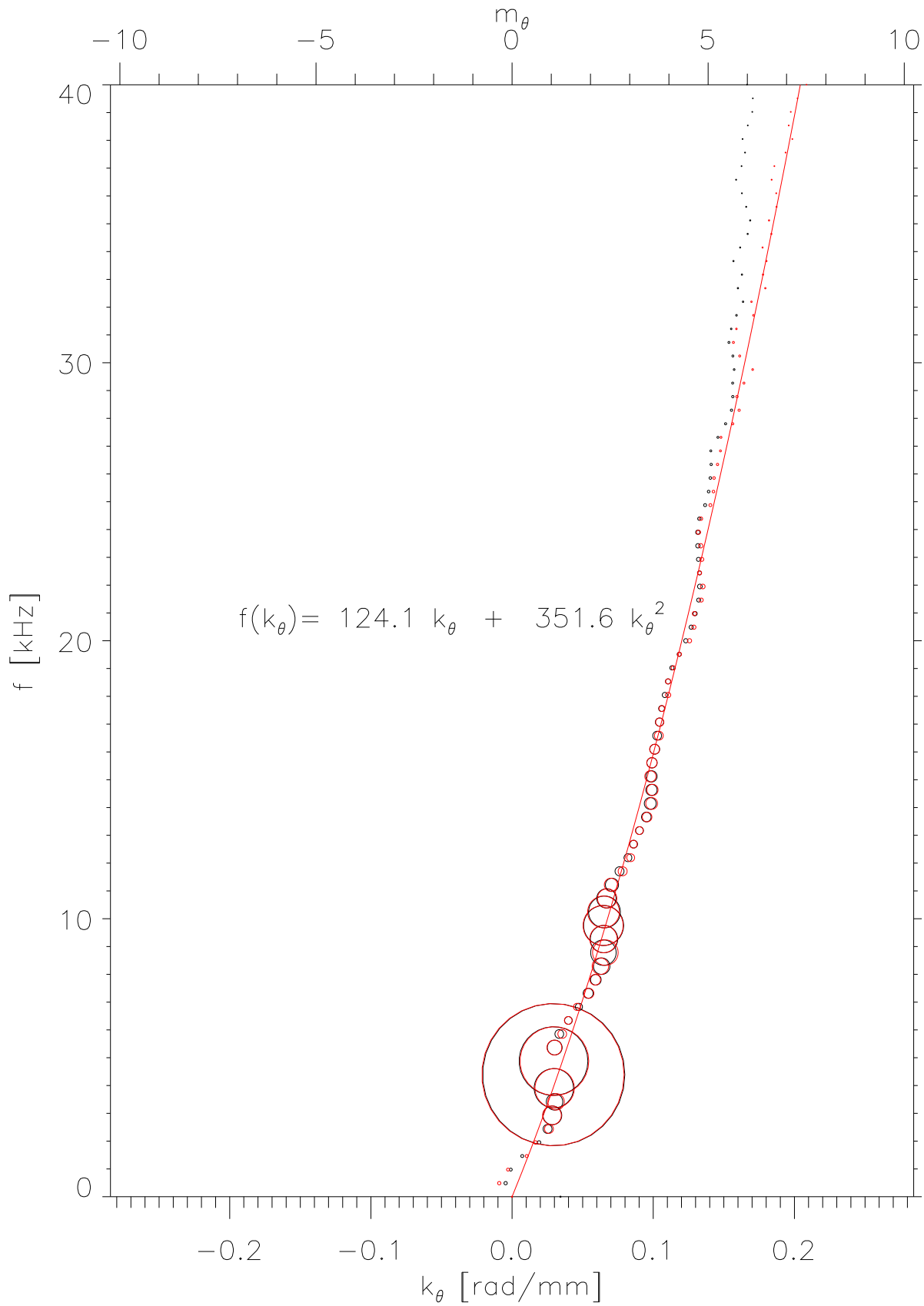


Abb. 4.13: Statistische Dispersionsrelationen  $\bar{k}_\theta(f)$  (schwarz) und  $\bar{k}_\theta^c(f)$  (rot) von  $U_{fl}$  an der Stelle  $r/r_0 = 1.25$ . Die Kreisradien sind proportional zur Kreuzleistung. Die Fitkurve bezieht sich auf  $\bar{k}_\theta^c(f)$  und verdeutlicht die leicht nichtlineare Dispersion.

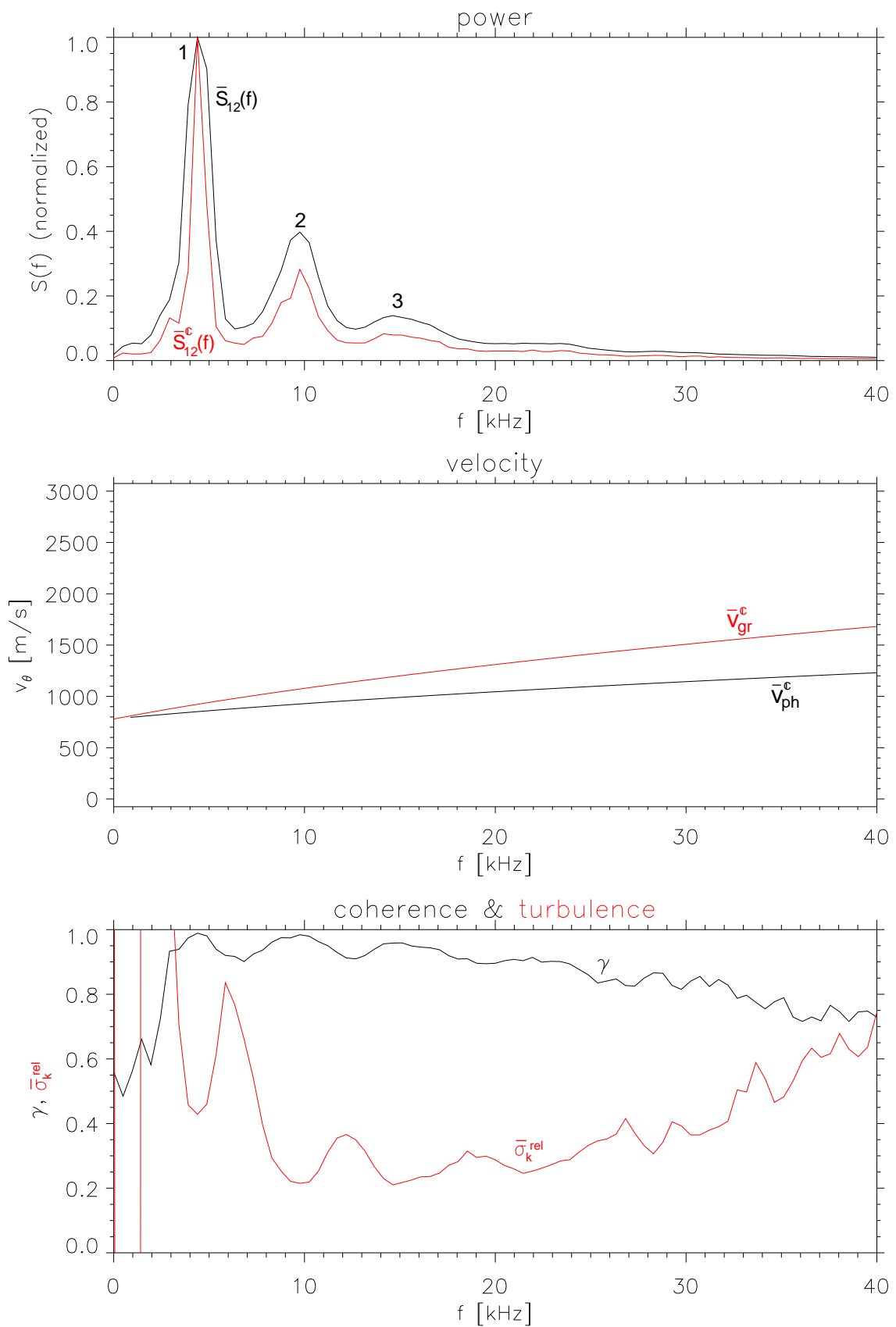


Abb. 4.14: Reell gemittelte Kreuzleistung  $\bar{S}_{12}(f)$ , komplex gemittelte Kreuzleistung  $\bar{S}_{12}^c(f)$ , mittlere Phasengeschwindigkeit  $\bar{v}_{ph}^c(f)$ , mittlere Gruppengeschwindigkeit  $\bar{v}_{gr}^c(f)$ , Kohärenz  $\gamma(f)$  und Turbulenz  $\bar{\sigma}_k^{rel}(f)$  von  $U_{fl}$  an der Stelle  $r/r_0 = 1.25$ . Auch hier sind Kohärenz und Turbulenz gegenläufig.

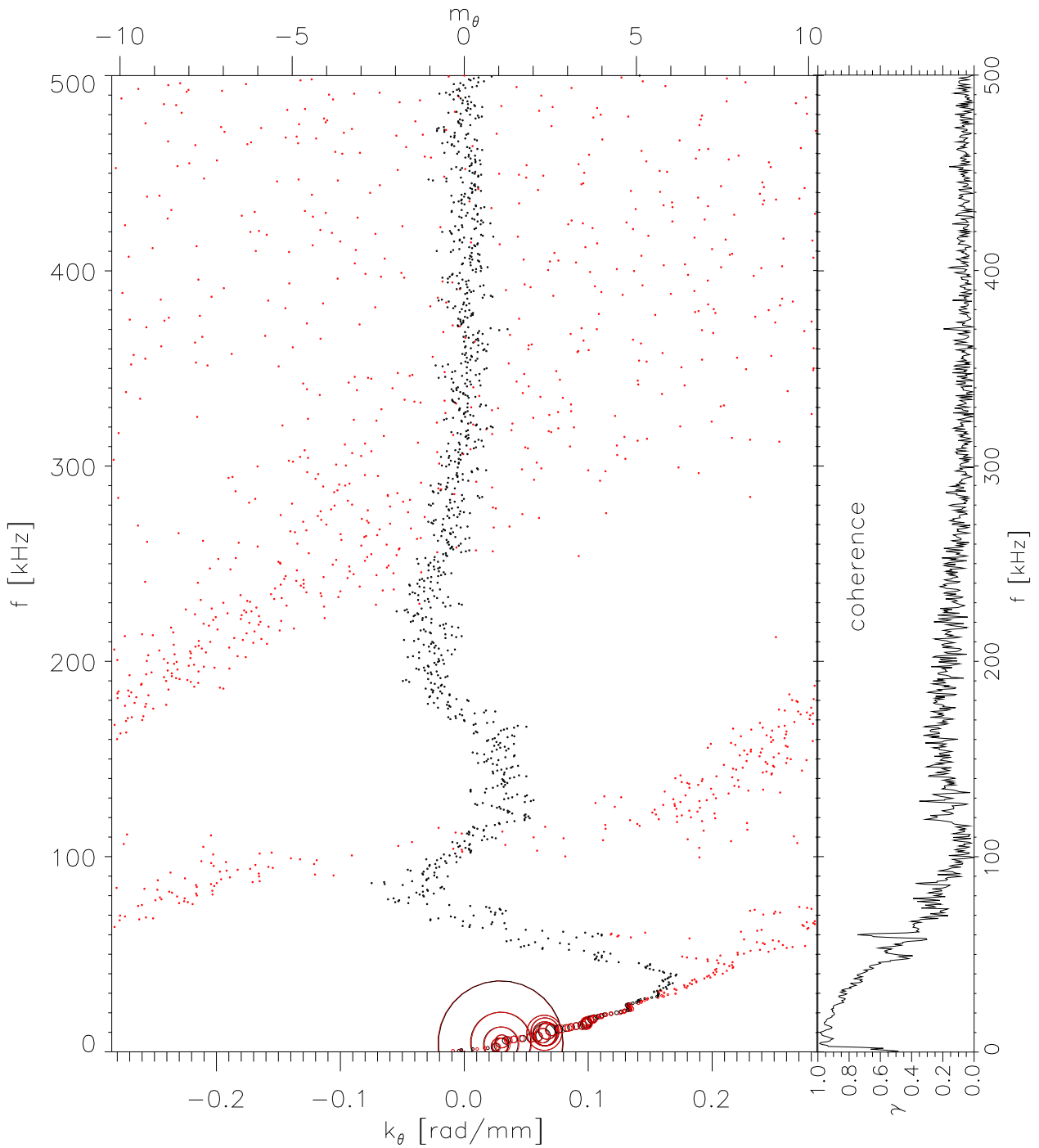


Abb. 4.15: Statistische Dispersionsrelationen  $\bar{k}_\theta(f)$  (schwarz) und  $\bar{k}_\theta^c(f)$  (rot) von  $U_{fl}$  an der Stelle  $r/r_0 = 1.25$ . Die Kreisradien sind proportional zur Leistung. Auch hier ist zu sehen, daß  $\bar{k}_\theta^c(f)$  über  $k_{Ny}$  hinaus verfolgt werden kann. Der Verlauf von  $\bar{k}_\theta(f)$  führt ab  $f \gtrsim 30$  kHz zu falschen Wellenzahlen und Geschwindigkeiten. Im Vergleich zur Stelle  $r/r_0 = 0.92$  fällt die Kohärenz hier viel schneller ab, was sich in einer breiteren Streuung der Wellenzahlen widerspiegelt.



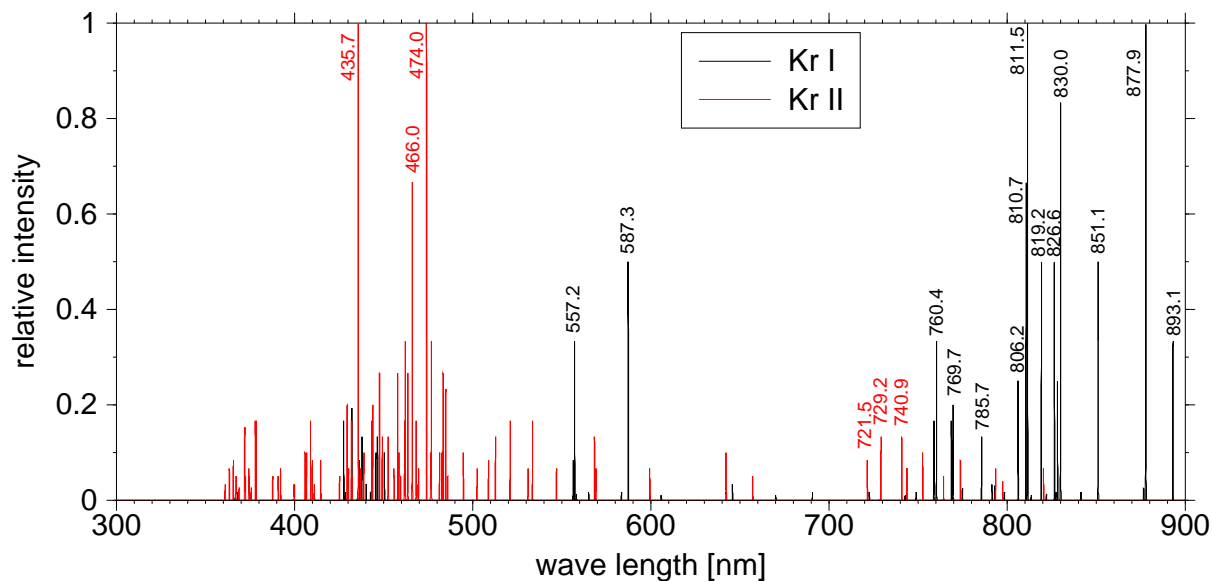


Abb. 4.17: Spektrellinien von Kr I (schwarz) und Kr II (rot) aus der NIST-Datenbank. Die relativen Intensitäten der Ionen und Neutralen wurden getrennt voneinander auf 1 normiert.

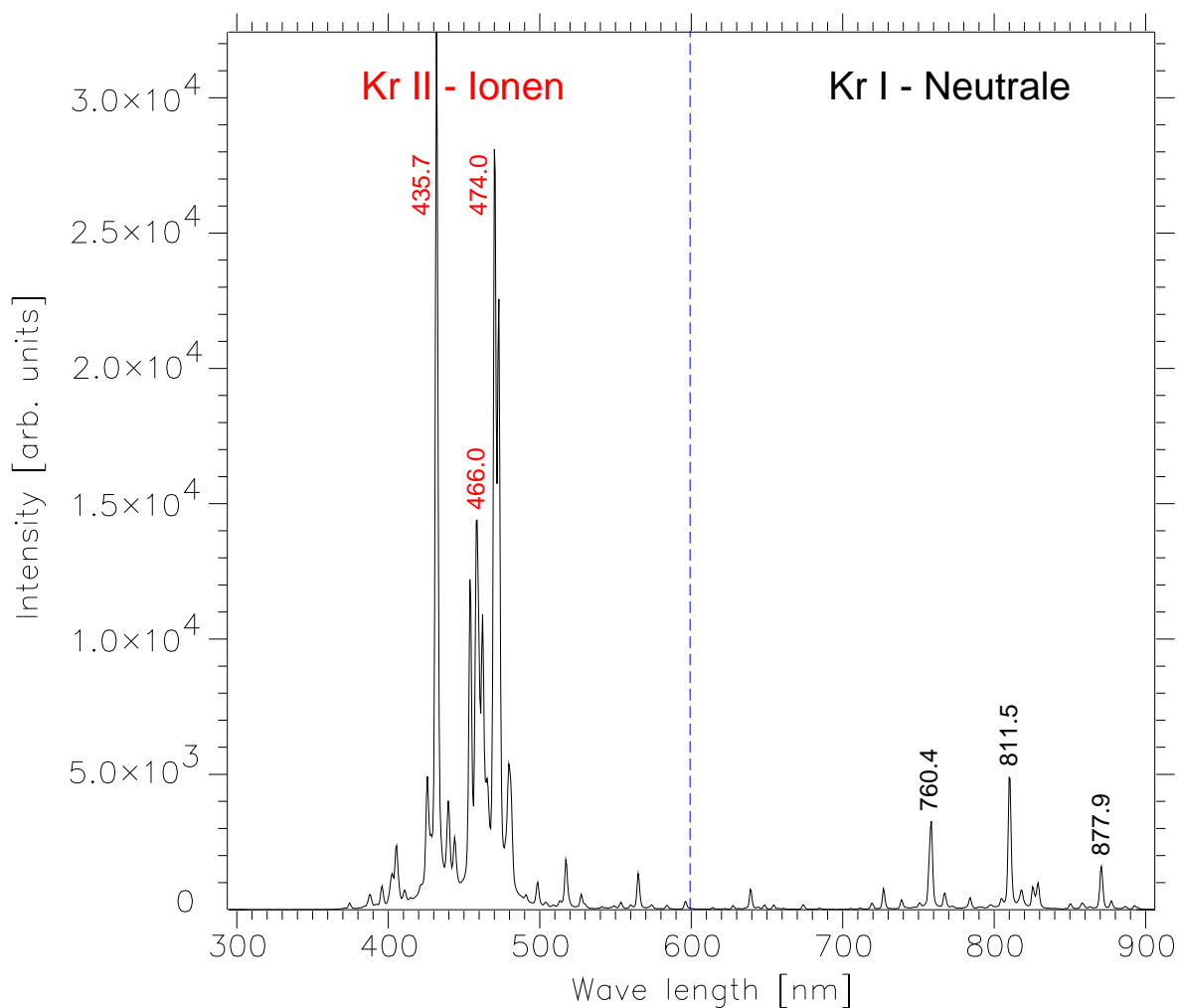


Abb. 4.18: Spektrum der Kryptonentladung im Bereich der Druckstufe. Ionen und Neutrale sollten sich mit breitbandigen Glasfiltern bei etwa  $\lambda \approx 600$  nm, wie in den nächsten beiden Abbildungen zu sehen, spektral gut trennen lassen.

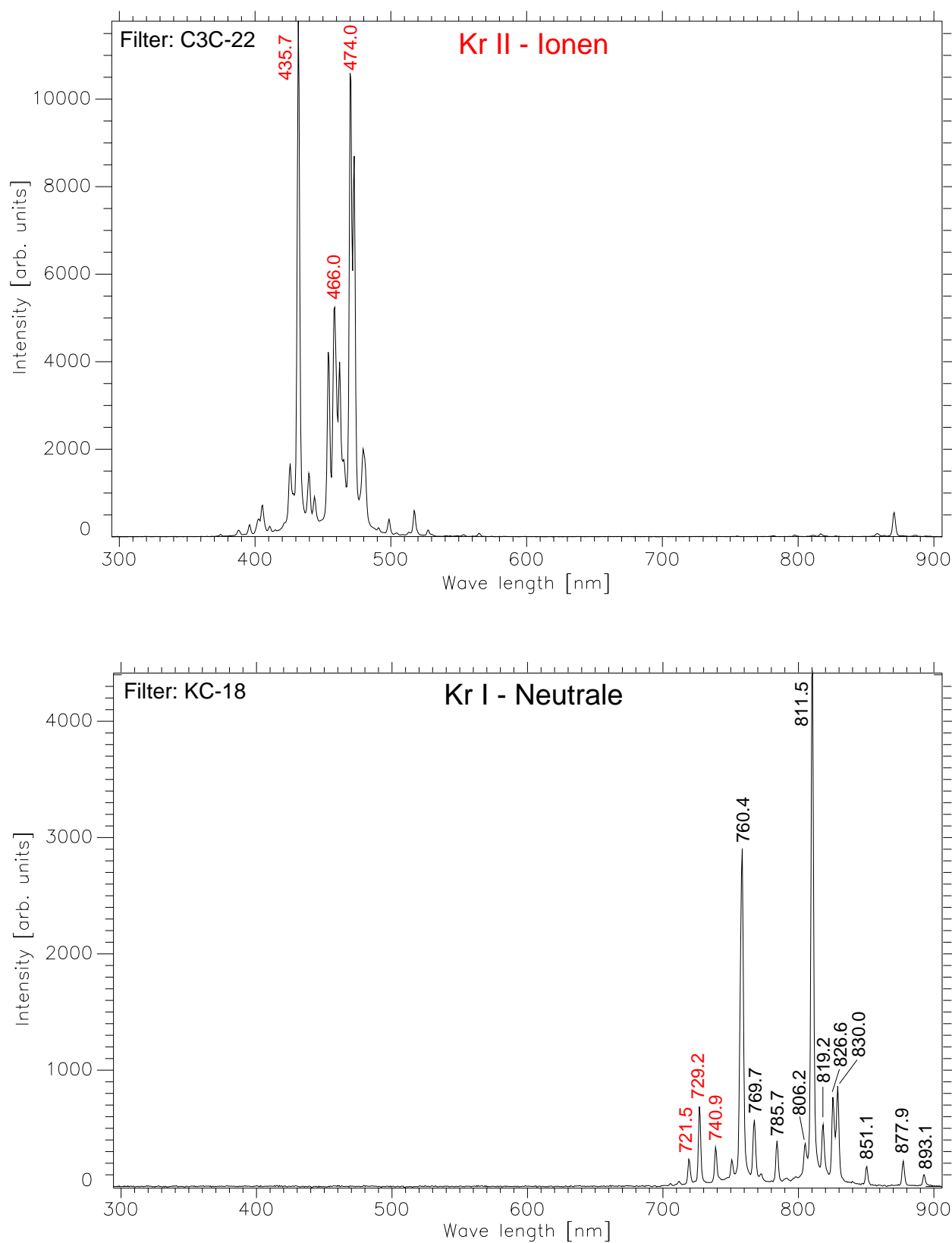


Abb. 4.19: Gefilterte Spektren: In der oberen Abbildung sind nur noch Ionen zu sehen (nur die stärksten Linien sind gekennzeichnet), in der unteren fast nur Neutrale (der Beitrag der drei schwachen Ionenlinien (rote Zahlen) zur Gesamtintensität ist hier vernachlässigbar).

Abb. 4.19 zeigt die sich mit breitbandigen Glasfiltern<sup>9</sup> ergebenden Spektren. In der oberen Abbildung sind ausschließlich Kr II-Ionenlinien zu sehen, in der unteren fast nur noch Kr I-Neutralenlinien. Die wenigen schwachen Ionenlinien zwischen  $\lambda \approx 700 \dots 750$  nm tragen weniger als 10% zur Gesamtintensität bei und haben daher einen vernachlässigbaren Einfluß auf die sich ergebenden Bilder im Neutralenbereich. Von Kr III taucht in diesen Spektren praktisch keine Linie auf.

#### 4.1.6.2 Ansicht des Plasmaquerschnitts und $k_\theta$

Abb. 4.20 zeigt die mit der Imacon aufgenommenen Bildsequenzen des Plasmaquerschnitts im Gesamt-, Ionen- und Neutralenlicht (von oben nach unten). Die Sequenz a.) wurde im Gesamtlicht aufgenommen, wobei das Magnetfeld in Richtung Neutralisatorplatte zeigte. Bei b.) (Ionen) und c.) (Neutrale) war das Magnetfeld entgegengesetzt orientiert<sup>10</sup>.

Die Belichtungszeit  $t_{exp}$  eines Einzelbildes bzw. der zeitliche Bildabstand  $t_{int}$  betrug bei den Bildsequenzen a.)<sup>11</sup> und c.)  $t_{exp} = 1 \mu s$  bzw.  $t_{int} = 2 \mu s$  und bei b.)  $t_{exp} = 0.5 \mu s$  bzw.  $t_{int} = 3 \mu s$ . Bei Sequenz c.) mußte die Verstärkung (Hochspannung am MCP) auf das Maximum eingestellt werden, um die Neutralen noch abzubilden, wodurch sich das Bildrauschen erhöhte.

Deutlich zeigt sich, daß die Plasmastrahlung auf einen engen nahezu ringförmigen Bereich konzentriert ist, was aufgrund der schon öfters betrachteten Entladungsgeometrie nicht verwundert. Interessanter sind dagegen die offensichtlichen Abweichungen von der idealen Ringform.

Was hier zu sehen ist, sind sich überlagernde rotierende Driftwellenmoden. Der experimentelle Beweis dafür ist die auch im Licht der Neutralen sichtbare Modenstruktur. Der azimuthal variierende Elektronendruck wird über die Stoßanregung der Ionen und Neutralen in ein Intensitätsmuster abgebildet. Am stärksten sind die Modenzahlen  $m_\theta = 4$  und 5 vertreten. Es handelt sich um dieselben Moden, die auch schon im  $k_\theta$ -f-Spektrum von  $U_{fl}$  an der Stelle  $r/r_0 = 0.92$  beobachtet wurden (siehe Abb. 4.8). Vermessung der Bilder ergibt, daß das radiale Intensitätsmaximum genau um die radiale Position  $r/r_0 = 0.92$  oszilliert und mit dem Amplitudenmaximum der  $U_{fl}$ -Fluktuationen zusammenfällt.

An den Engstellen des Plasmaquerschnitts (rote Bereiche in Abb. 4.16) wird besonders viel Licht aufgesammelt (Sehstrahl ist tangential zur Plasmasäule). Bei genügend hoher Tiefenschärfe, sind deshalb in den Imaconbildsequenzen zwei ineinandergeschachtelte Modenstrukturen zu sehen (siehe Bildsequenz 4.20 a.)). Die äußere intensivere Struktur ist weniger weit von der Kamera entfernt (Engstelle im hinteren Anodenbereich) als die innere schwächere Struktur (Engstelle im Blendenbereich). Durch diesen perspektivischen Effekt kann die Modenstruktur am Innengradienten ( $r/r_0 = 0.92$ ) an zwei axial unterschiedlichen Positionen gleichzeitig beobachtet werden<sup>12</sup>.

Es ist keine wesentliche Phasenverschiebung zwischen den beiden axial versetzten Modenstrukturen feststellbar. Dies ist ein Beleg für die hier vorliegende geringe axiale Verschraubung ( $k_z \approx 0$ ) der Driftwellenmoden. Ein positiver Nebeneffekt davon ist, daß es keine die Modenstruktur wegmittelnde axiale Aufintegration der Strahlung durch eine eventuelle Verschraubung gibt. Die Modenstruktur wäre sonst nicht so klar zu sehen, wie sie hier beobachtet wird.

Wie anhand der eingezeichneten Pfeile zu erkennen ist, rotiert die gesamte Modenstruktur von Bild zu Bild immer um einen bestimmten Winkel  $\Delta\theta$  weiter. Teilweise ist es schwierig, die genaue Lage der Ecken zu verfolgen, da die 4'er und 5'er Mode leicht verschiedene Phasengeschwindigkeiten besitzen (siehe  $k_\theta$ -f-Spektrum). Durch diese Dispersion ergibt sich eine ständige Umformung der

<sup>9</sup>Filter russischen Fabrikats der Nummern C3C-22 und KC-18. Schmalbandige Interferenzfilter zur Betrachtung nur einer bzw. weniger Linien ergeben ein zu lichtschwaches Bild.

<sup>10</sup>Durch die Umpolung des Magnetfeldes zeigte sich, daß die Rotationsrichtung immer rechtshändig zu  $\vec{B}$  ist.

<sup>11</sup>Bei der Sequenz a.) wurde das erste und das zweite Bild fast gleichzeitig aufgenommen ( $t_{int} < 2 \mu s$ ), was erst im nachhinein erkannt wurde und an einem Fehler der Steuersoftware lag.

<sup>12</sup>Die Moden am Außengradienten  $r/r_0 = 1.25$  sind nicht optisch sichtbar, da hier die Elektronentemperatur- und dichte so gering ist, daß die Atome nur schwach angeregt werden.



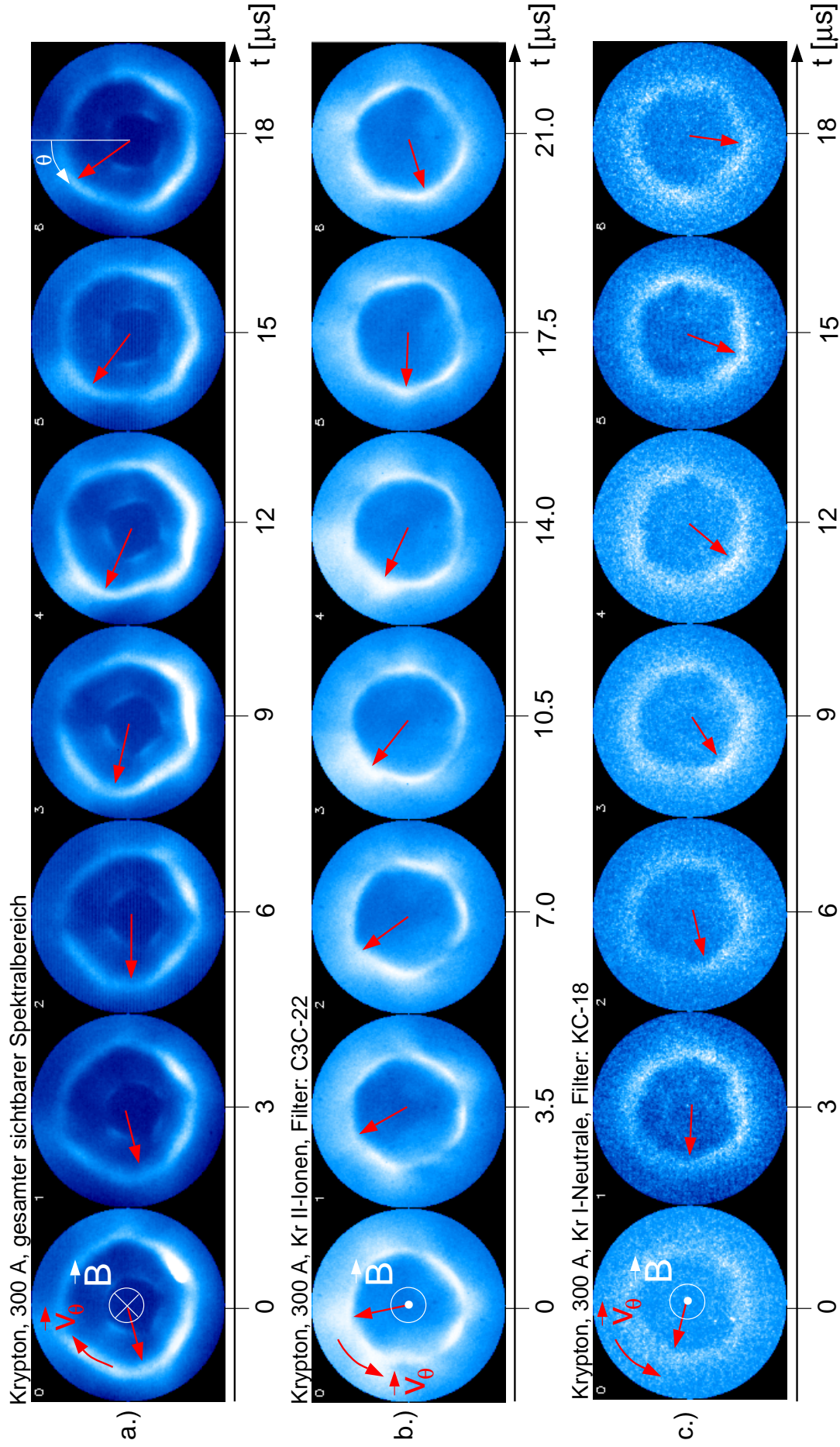


Abb. 4.20: Bildsequenzen des Plasmaquerschnitts aufgenommen mit der Imacon-Kamera im a.) Gesamt-, b.) Ionen- und c.) Neutralenlicht (Regime siehe Tab. 4.1). Im wesentlichen sind zwei sich überlagernde rotierende Elektronendriftwellenmoden der Modenzahlen  $m_\theta = 4$  und 5 zu sehen. Der Modenradius beträgt  $r_m \approx 27.6$  mm ( $r_m/r_0 \approx 0.92$ ) und die Rotations- bzw. Phasengeschwindigkeit  $v_{ph} \approx 2100$  m/s. Mit der Magnetfeldrichtung kehrt sich auch die Rotationsrichtung der Modenstruktur um; sie ist immer rechtshändig zu  $\vec{B}$ . Die auch im Licht der Neutralen sichtbare Modenstruktur c.) ist der experimentelle Beweis für das Vorliegen von Driftwellen.

Ecken. Bei bewegter Darstellung am Computer ist die Rotation noch deutlicher und eindrucksvoller zu sehen.

Eine genaue Analyse des Drehwinkels ist möglich, indem die Kontur der Modenstruktur  $r(\theta)$  für jedes Einzelbild ermittelt wird. Zur Bestimmung des Konturradius  $r(\theta)$  für einen bestimmten Winkel  $\theta$  wird der Schwerpunkt der Intensität verwendet. Um die Konturkurve für die im Bild äußere Modenstruktur an der Anodenengstelle zu ermitteln, muß die innenliegende Modenstruktur ausgeschnitten werden, damit die Schwerpunktberechnung nicht gestört wird (siehe Abb. 4.21).

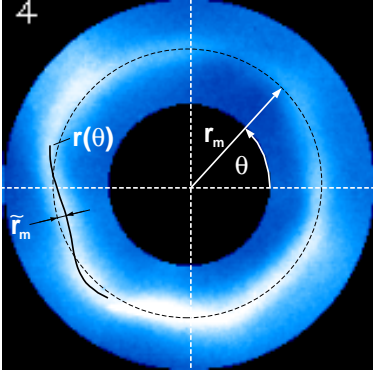


Abb. 4.21: Berechnung der Konturkurve  $r(\theta)$  der Modenstruktur an der Anodenengstelle.

Abbildung 4.22 zeigt die sich damit aus der Bildsequenz 4.20 a.) ergebenden Abweichungen  $\tilde{r}_m(\theta)$  vom mittleren Modenradius  $r_m$

$$\tilde{r}_m(\theta) := r(\theta) - r_m . \quad (4.18)$$

Nach der Zeitspanne  $\Delta t = 18 \mu\text{s}$  dreht sich die Struktur um  $\Delta\theta \approx 80^\circ$ , was mit  $r_m \approx 27.6 \text{ mm}$  eine Rotations- bzw. Phasengeschwindigkeit von

$$v_{ph} = \omega_{rot} r_m = \frac{\Delta\theta}{\Delta t} r_m \approx 2100 \text{ m/s} \quad (4.19)$$

ergibt und konsistent zu den Sondenmessungen ist (siehe mittlere Abb. 4.10, S. 75). Hierbei ist  $\omega_{rot}/2\pi = f_{rot} \approx 12 \text{ kHz}$  die Rotationsfrequenz der Moden. Für die Modenfrequenzen gilt  $f_m \approx m\theta f_{rot}$ .

Die 4'er Mode scheint in Abb. 4.22 stärker als die 5'er zu sein. Bei den Sondenspektren war dies aber genau umgekehrt. Das kann daran liegen, daß die Amplitudenverteilung der Moden vom Plasmaradius abhängig ist. Die Sonde tastet die Mode an der dicksten Stelle der Plasmasäule ab, die Kamera hingegen sieht sie an den Engstellen.

#### 4.1.6.3 Seitliche Ansicht der Plasmasäule und $k_z$

Abbildung 4.23 a.) zeigt eine Aufnahme des Bereiches zwischen Kathode und Anode, welche durch eine nichtachsenparallele Blickrichtung der Imacon vom Kathodenfenster aus gelang. Gut zu sehen sind zwei helle achsenparallele Streifen, die mit den äußeren Ecken der Driftwellenstruktur fest verbunden sind und mitrotieren. Sie stellen Gebiete höherer Plasmatemperatur und -dichte dar und entstehen dadurch, daß die Driftwelle den Entladungsstrom azimuthal moduliert. Dadurch triggert die Driftwelle eine *parallele Strominstabilität*. Dort, wo das Plasma dichter bzw. heißer ist, ist auch die Leitfähigkeit größer, so daß die Stromdichte zunimmt und durch die höhere ohmsche Heizung noch mehr Plasma entsteht. Durch diese „Verstärkung“ wird die Driftwelle kurzzeitig sehr gut sichtbar. Das Auftreten dieser Erscheinung ist stochastisch mit Lebensdauern im Bereich von einigen Mikrosekunden.

Die Plasmastreifen aus Abb. 4.23 a.) setzen sich parallel zu  $\vec{B}$  durch die ganze Anlage fort und sind im Teilbild e.), welches mit der Nanocam aufgenommen wurde (siehe Abb. 4.16), deutlich zu erkennen. Gleichzeitig dazu wurde eine Bildsequenz c.) mit der Imacon aufgenommen. Es sind nur die (perspektivisch inneren) Modenstrukturen am Blendenengpass dargestellt, welche ausgeschnitten wurden. Teilbild b.) zeigt exemplarisch ein Vollbild aus der Imacon-Sequenz, um den Ausschnittsbereich zu verdeutlichen. Wird die Intensität der Querschnittsbilder c.) horizontal aufsummiert, so entstehen die projizierten Seitenansichten d.). Der Vergleich mit der tatsächlichen Seitenansicht e.) der Nanocam ergibt, daß die rot eingerahmte projizierte Seitenansicht damit gut korreliert. Somit ist gezeigt, daß die in der Seitenansicht e.) sichtbaren Streifen die Ecken der sich drehenden Driftwellenstruktur darstellen.

Variation des Triggerzeitpunktes der Nanocam bezüglich der Imacon-Bildsequenz ergab, daß sich die axialen Plasmastreifen parallel zu  $\vec{B}$  im  $\mu\text{s}$ -Bereich durch die Anlage bewegen. Deren

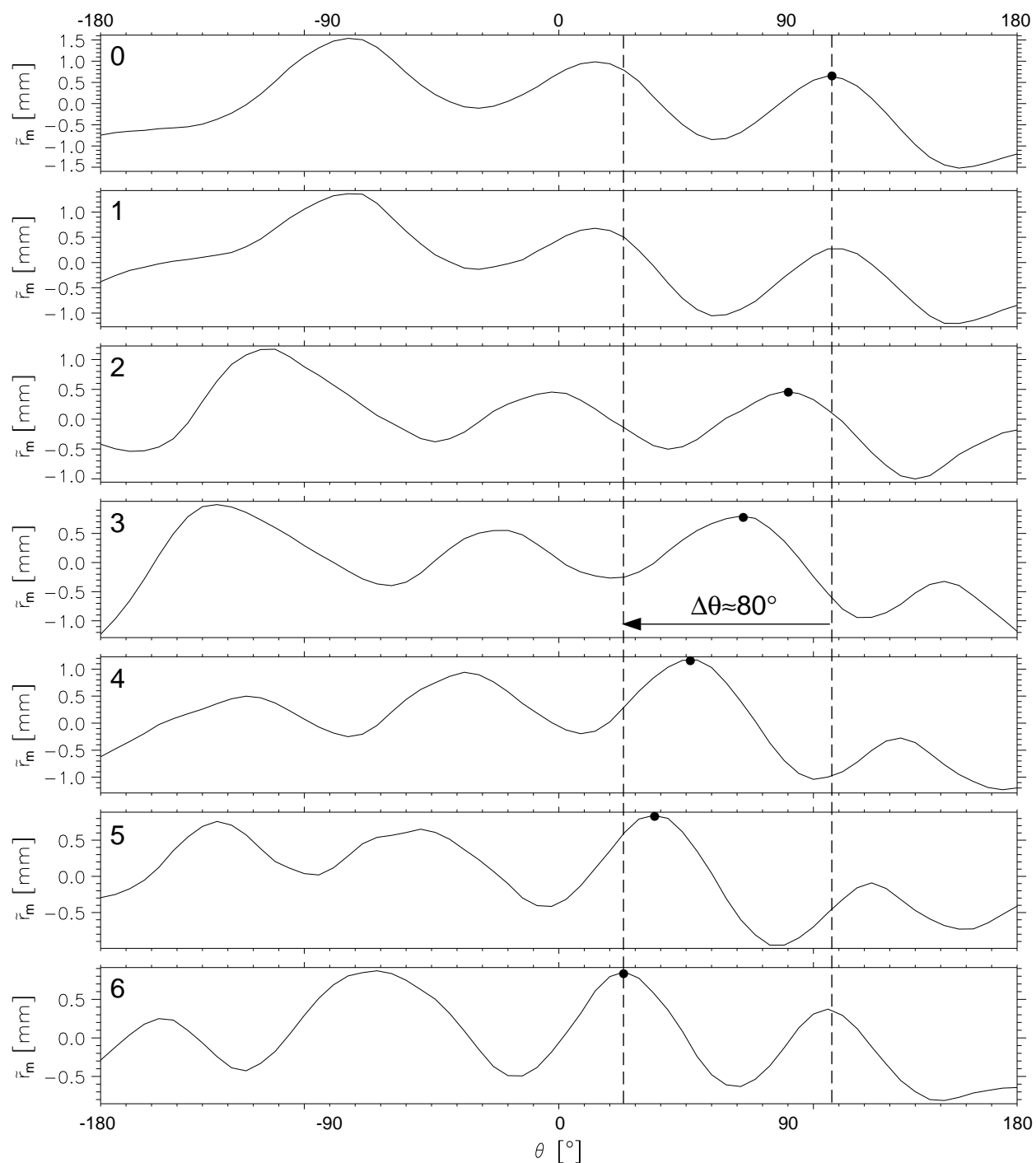


Abb. 4.22: Radiale Abweichung der Modenkontur  $\tilde{r}_m(\theta)$  vom mittleren Modenradius  $r_m$ . Gut ist die periodische Variation des Radius zu sehen. Die 4'er Mode scheint hier etwas stärker als die 5'er zu sein. Der Rotationswinkel nach  $\Delta t = 18 \mu\text{s}$  beträgt etwa  $\Delta\theta \approx 80^\circ$ , was mit  $r_m = 27.6 \text{ mm}$  eine Phasengeschwindigkeit von  $v_{ph} \approx 2100 \text{ m/s}$  ergibt. (Da Bild 1 wegen eines Fehlers in der Steuersoftware zur gleichen Zeit wie Bild 0 aufgenommen wurde, unterscheidet sich Kurve 1 nicht von Kurve 0. Die Sequenz wurde trotz dieses Fehlers gewählt, da sie die Modenstruktur am prägnantesten zeigt.)

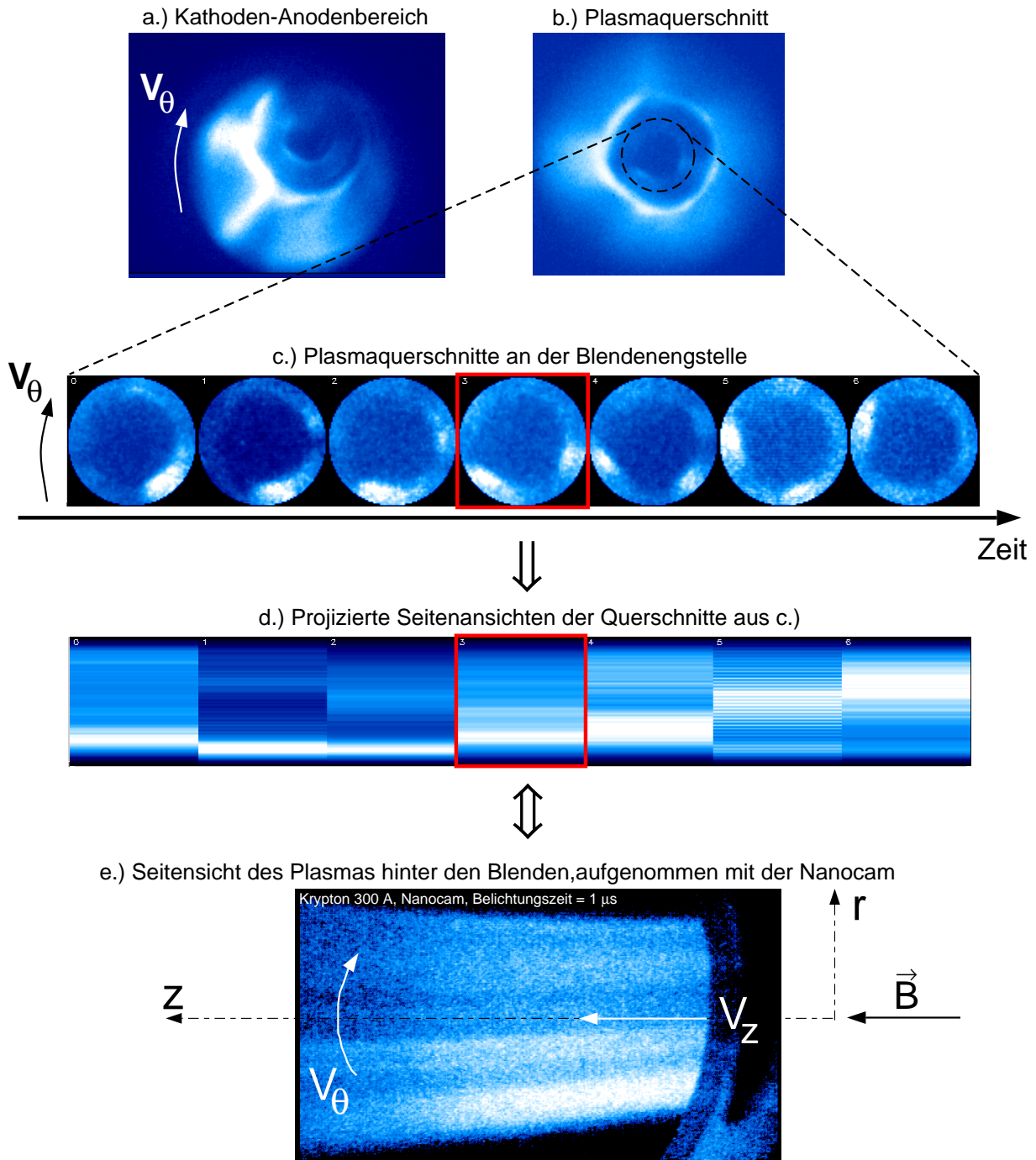


Abb. 4.23: Zusammenhang zwischen der Ansicht des Plasmaquerschnitts und der seitlichen Ansicht der Plasma säule. Abbildung a.) zeigt, wie die Driftwelle im Gebiet zwischen Kathode und Anode den parallelen Entladungsstrom moduliert und dadurch verstärkt wird. Die sich ausbildenden hellen parallelen Streifen (Gebiete gleicher Phase) breiten sich axial etwa mit  $v_{phz} \approx v_{the} \approx 10^6$  m/s aus. Insgesamt rotiert die Struktur mit  $v_{ph\theta} \approx 2100$  m/s. Abbildung c.) zeigt eine aus b.) ausgeschnittene Imaconbildsequenz der Modenstruktur an der Blendenengstelle. Durch horizontale Aufintegration der Intensität ergeben sich die jeweiligen projizierten Seitenansichten d.). Vergleich mit einem synchron zur mittleren Seitenansicht (roter Rahmen) aufgenommenen Nanocambild e.) ergibt eine gute Übereinstimmung und bestätigt damit, daß die parallelen Streifen die Ecken der Driftwelle darstellen. Aus der Korrelationszeit zwischen den Bildern folgt, daß die Driftwelle innerhalb weniger  $\mu$ s die Anlage durchquert ( $v_{phz} \approx v_{the}$ ) und axial kaum verschraubt ist.

Geschwindigkeit ist folglich von der Größenordnung der thermischen Elektronengeschwindigkeit  $v_{ph_z} \approx v_{th_e} \approx 10^6$  m/s. Aus dem Verhältnis zwischen azimuthaler und paralleler Phasengeschwindigkeit der Driftwelle kann der Neigungswinkel  $\alpha$  der Streifen (Orte gleicher Phase) gegen die  $z$ -Achse berechnet werden

$$\alpha := \arctan\left(\frac{v_{ph_\theta}}{v_{ph_z}}\right) \approx \arctan\left(\frac{2 \cdot 10^3 \text{ m/s}}{1 \cdot 10^6 \text{ m/s}}\right) \approx 0.1^\circ. \quad (4.20)$$

Entlang der Länge  $L \approx 2$  m der Plasmasäule ergibt sich damit innerhalb der parallelen Ausbreitungszeit  $\Delta t$  eine Drehung der Driftwelle um

$$\Delta\theta = \omega_{rot}\Delta t = \frac{v_{ph_\theta}}{r_m} \frac{L}{v_{ph_z}} \approx \alpha \frac{L}{r_m} = \frac{d\theta}{dz} L \approx 8^\circ, \quad (4.21)$$

was zu wenig ist, um in Abb. 4.23 e.) aufzufallen. Die Verschraubung  $\iota$  ist damit

$$\iota := \frac{\Delta\theta}{2\pi} = \frac{m_z}{m_\theta} \approx 0.022 \approx \frac{1}{45} = \frac{1/9}{5} \quad (4.22)$$

und die axiale Wellenzahl  $k_z$

$$k_z := \frac{m_\theta \Delta\theta}{L} = m_z \frac{2\pi}{L} = \frac{2\pi}{\lambda_z} \approx 0.07 m_\theta \text{ m}^{-1}. \quad (4.23)$$

Für  $m_\theta = 5$  ergaben die Sondenmessungen etwa  $k_\theta \approx 190 \text{ m}^{-1}$  (siehe Abb. 4.8). Damit ergibt sich für das Wellenzahlverhältnis  $k_\theta/k_z \approx 540$ , für die axiale Wellenlänge  $\lambda_z \approx 18$  m und für die axiale Modenzahl  $m_z \approx 1/9$ .

Wenn die azimuthale 5'er Mode die axiale Modenzahl  $m_z = 1$  besäße, dann wäre  $\Delta\theta = 2\pi/m_\theta = 72^\circ$ ,  $\iota = 1/m_\theta = 1/5$  und  $k_z = 2\pi/L$  also  $\lambda_z = L/m_z = L$ . Bei  $m_z = 5$  wäre die Verschraubung der Driftwelle genau  $\iota = 1$ .

Hier ist es aber offensichtlich so, daß es keine stehende axiale Driftwelle mit ganzer Modenzahl  $m_z$  gibt. Dies liegt daran, daß die Driftwelle von der Neutralisatorplatte nicht reflektiert wird. Eine stehende Welle ergibt sich ja nur, wenn sich zwei entgegengesetzt laufende Wellen gleicher Wellenlänge überlagern. Vermutlich wird die Driftwelle im Gebiet vor der Neutralisatorplatte absorbiert bzw. dissipiert. Durch die dort hohe Neutralteilchendichte erhöht sich die Stoßfrequenz  $\nu_{i0}$  und somit  $\sigma_\perp$ , wodurch die elektrischen Felder  $E_r$  und  $E_\theta$  kurzgeschlossen werden.

Die Einführung einer konstanten axialen Wellenzahl  $k_z$  ist ja auch nur dann sinnvoll, wenn das Plasma in axialer Richtung hinreichend homogen ist, so daß die WKB-Näherung erfüllt ist (siehe Abschnitt 3.2). Durch die axiale Magnetfeldinhomogenität, das axiale Absinken der Dichte bzw. des radialen Dichtegradienten und die axiale Änderung der Driftgeschwindigkeiten ist diese Bedingung hier nur schlecht erfüllt. Die Beobachtung zeigt, daß sich die azimuthale Potentialstruktur axial voll durchprägt und somit an allen axialen Positionen fast gleiche Winkelgeschwindigkeit und Phase besitzt. Deshalb ist es in diesem Fall vermutlich unpräzise - in axialer Richtung - überhaupt von einer Welle zu sprechen.

## 4.2 Einfluß des Entladungstromes

Die Abbildungen 4.24 bzw. 4.25 zeigen die Leistungsspektren des Floatingpotentials  $U_{Fl}$  in Abhängigkeit vom Entladungsstrom  $I_{AK}$  an den radialen Position  $r/r_0 = 0.92$  bzw.  $1.25$  am Ort der Druckstufe. Es wurde das Kr-Entladungsregime wie in Tab. 4.1 angegeben eingestellt (incl. Standardmagnetfeld) und anschließend nur der Entladungsstrom von  $I_{AK} = 0 \dots 360$  A variiert<sup>13</sup>.

<sup>13</sup>Bei  $I_{AK} \approx 195$  A ist eine leichte Unstetigkeit zu sehen. Sie wird dadurch verursacht, daß der Entladungsstrom aus Speicherplatzgründen in zwei separaten Teilrampen durchgeföhren wurde, und die Bilder im nachhinein aneinanderggefügt wurden.



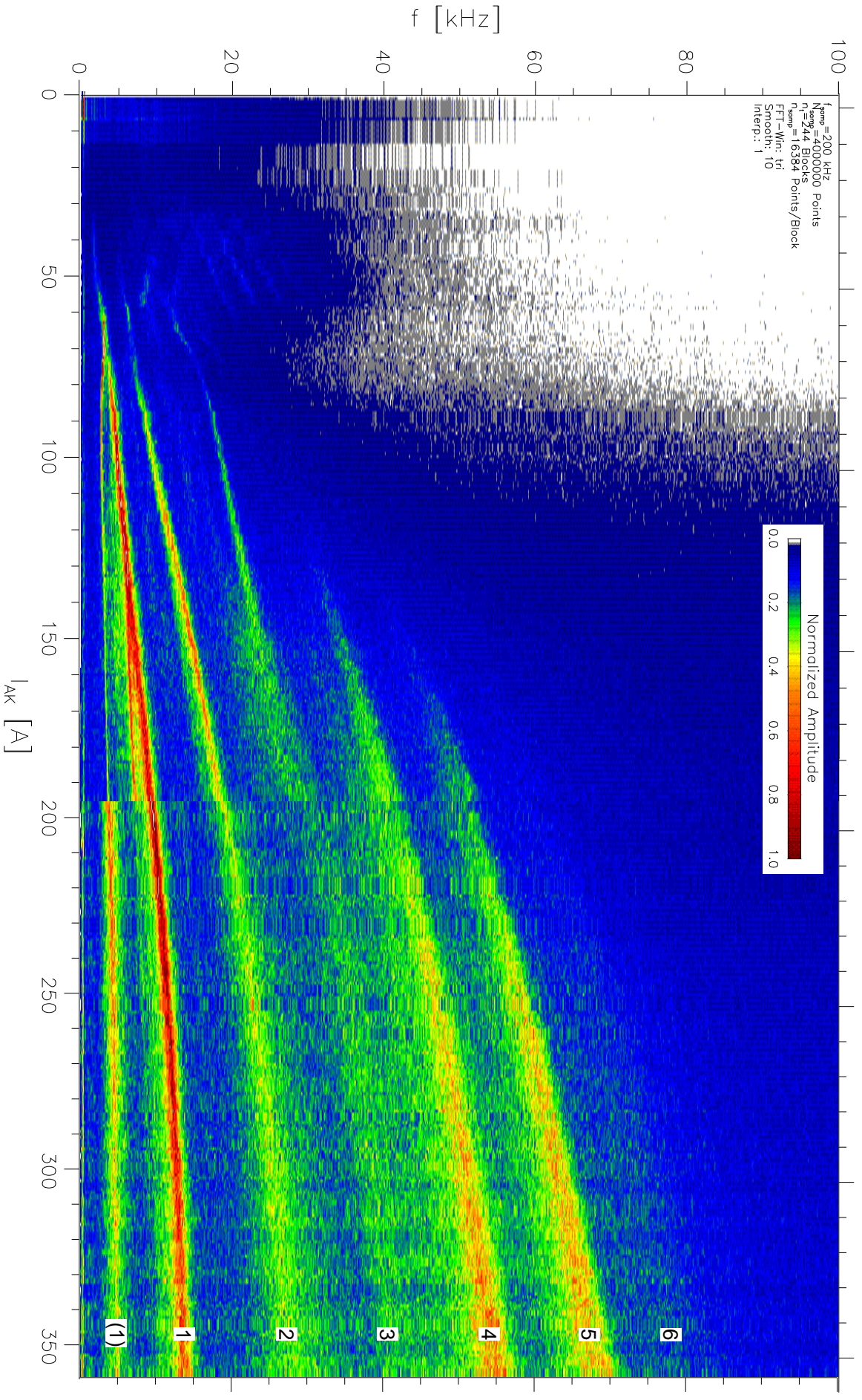


Abb. 4.24: Leistungsspektrum von  $U_{fi}$  in Abhängigkeit vom Entladungsstrom  $I_{AK}$  an der Stelle  $r/r_0 = 0.92$  am Ort der Druckstufe bei einer Kr-Entladung. Erst ab  $I_{AK} \approx 60$  A werden diskrete Driftwellenmoden angefacht. Die Modenfrequenzen  $f_m$  ( $m = 1, \dots, 6$ ) nehmen in erster Näherung linear mit  $I_{AK}$  zu. Die niederfrequente Mode (1) gehört zur äußeren Modenseerie (vergl. Abb. 4.6 und Abb. 4.25; beachte Fußnote 13, S. 89).



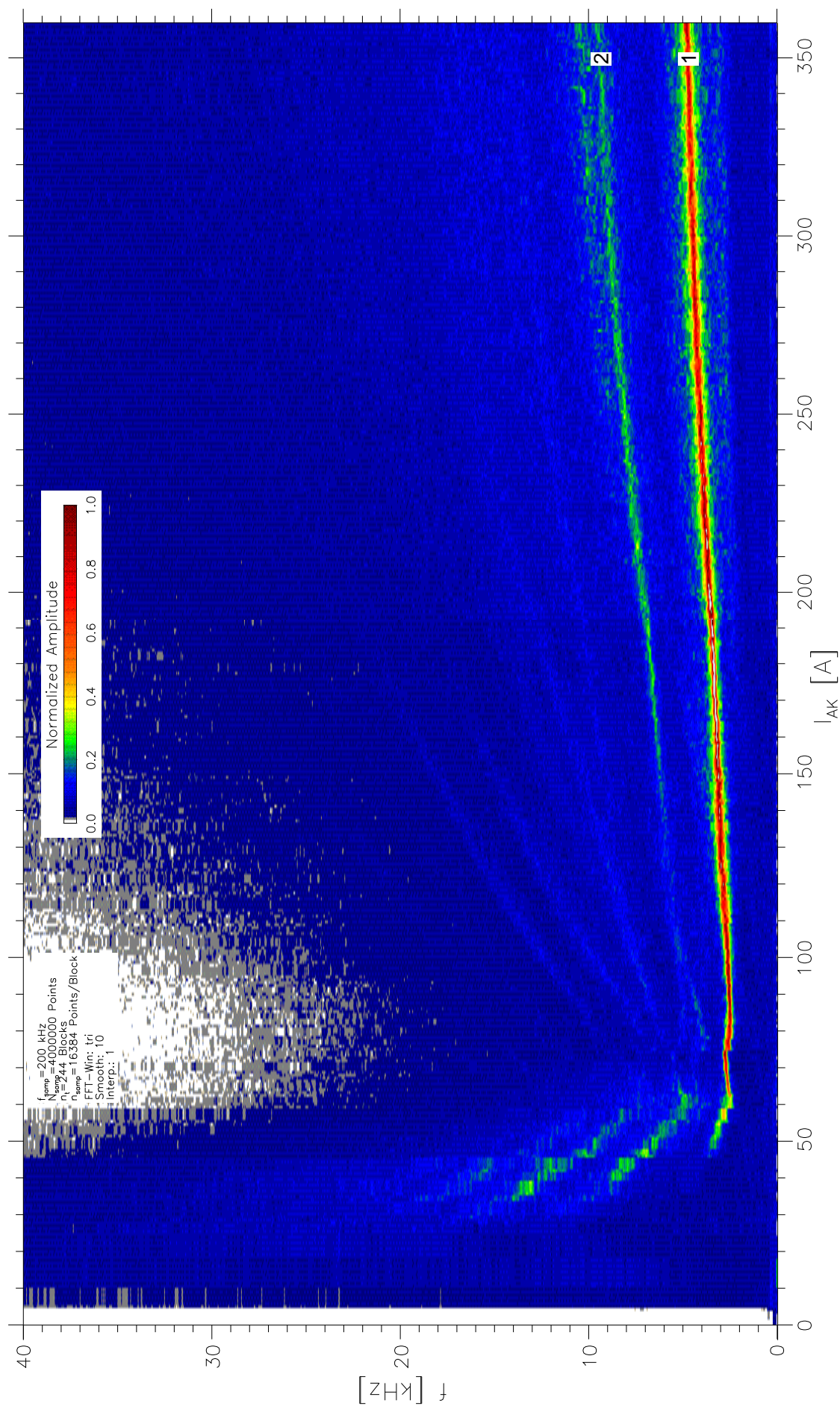


Abb. 4.25: Leistungsspektrum von  $U_{fl}$  in Abhängigkeit vom Entladungsstrom  $I_{AK}$  an der Stelle  $r/r_0 = 1.25$  am Ort der Druckstufe bei einer Kr-Entladung. Auch hier werden erst ab  $I_{AK} \approx 60$  A diskrete Driftwellenmoden angefacht. Die Modenfrequenzen  $f_m$  ( $m_\theta = 1, 2$ ) nehmen ebenfalls in erster Näherung linear mit  $I_{AK}$  zu (beachte Fußnote 13, S. 89).

Auffallend ist, daß erst ab etwa  $I_{AK}^{crit} \approx 60$  A diskrete Fluktuationsmoden auftreten. Dieser kritische Entladungsstrom fällt genau mit dem Knick in der Entladungskennlinie (siehe Abb. 2.2) zusammen. Offensichtlich müssen erst gewisse Mindestwerte verschiedener Plasmaparameter (wie  $\alpha_{ion}$ ,  $T_e$ ,  $T_i$ ,  $\nabla p_e$ ,  $E_r$ ,  $v_{\theta_{e,i}}$ ) erreicht werden. Die wesentliche Größe wird wahrscheinlich die Ionentemperatur im Zusammenhang mit dem radialen elektrischen Feld darstellen, da dadurch die Gyroradieneffekte erst ins Spiel kommen, was für die Entstehung der Driftinstabilität (azimutale Ladungstrennung,  $E_\theta$ ) ausschlaggebend ist.

Weiterhin ist in Abb. 4.24 auffallend, daß je größer  $I_{AK}$  wird, die Moden mit den höheren Modenzahlen erst nacheinander hinzukommen. Obwohl dieselben Entladungsparameter eingestellt wurden, stimmt die Entladung nicht perfekt mit derjenigen überein, bei der die radial aufgelösten Spektren gemessen wurden (die Messungen fanden an verschiedenen Tagen statt). Deshalb sind die Amplitudenverhältnisse der Moden leicht unterschiedlich verglichen mit Abb. 4.6. Die Modenfrequenzen bei  $I_{AK} = 300$  A stimmen aber recht genau überein.

Insgesamt soll aber an dieser Stelle bemerkt werden, daß die Driftwellenmodenregime recht gut reproduzierbar und robust sind. Die Driftwellen setzen schon bei relativ kleinen Entladungsströmen ein. Deshalb nehmen die Regime mit Driftwellen den Hauptteil des experimentellen Konfigurationsraumes ein und sind deshalb leicht zu finden.

### 4.3 Einfluß der Magnetfeldstärke

Abbildung 4.26 zeigt das Leistungsspektrum von  $U_{fl}$  in Abhängigkeit vom Entladungsstrom  $I_{AK}$  und der Magnetfeldstärke  $B \approx B_z$  an der Stelle  $r/r_0 = 1.25$  am Ort der Druckstufe bei einer Ar-Entladung. Um den Entladungsstrombereich  $I_{AK} = 0 \dots 400$  A in einem Durchgang aufzuzeichnen, wurde die Abtastfrequenz auf  $f_s = 30$  kHz herabgesetzt. Dadurch ergeben sich teilweise „Aliasing“-Effekte, die sich in einer Reflexion der 2'er Mode bei  $f_{Ny} = 15$  kHz äußern (mit  $I_{AK}$  abnehmende Modenfrequenzen). Für die Bestimmung des kritischen Entladungsstromes  $I_{AK}^{crit}$  für das Einsetzen der 1'er Mode stellt dies aber kein Problem dar.

In den Spektren ist gut zu sehen, daß der kritische Entladungsstrom, der für das Einsetzen der Driftwellenmoden notwendig ist, mit zunehmender Magnetfeldstärke immer mehr abnimmt. Wird  $I_{AK}^{crit}$  über  $B$  aufgetragen (siehe Abb. 4.27), so ergibt sich der Zusammenhang

$$I_{AK}^{crit} B = \text{const.} \sim j_r B_z = f_{\theta_L} \sim v_{\theta_i} \sim E_r . \quad (4.24)$$

Der Einsatzzpunkt der diskreten Driftwellenmoden hängt von der Stärke der Plasmarotation (bzw. des radialen  $E$ -Feldes) ab, welche durch die Radialkomponente der Entladungsstromdichte  $j_r$  und die daraus folgende LORENTZ-Kraftdichte  $f_{\theta_L}$  mitbestimmt wird. Für Krypton ergibt sich ein ähnlicher Verlauf, der aber weniger genau vermessen wurde. Wie die Abb. 4.24 und 4.25 zeigen, ist der Einsatzzpunkt für die innere und äußere Modenserie etwa gleich.

Weiterhin ist in den Spektren von Abb. 4.26 zu sehen, daß die Steigung  $df/dI_{AK}$  der Moden mit  $B$  zunimmt. Bei nur noch halbem Magnetfeld ist der Anstieg fast Null. Offensichtlich funktionieren Drehimpulseinkoppelung und -einschluß mit abnehmendem  $B$  immer schlechter. Vermutlich deshalb, weil die Ionengyroradien deutlich größer als der Anodendurchmesser werden. Somit treffen die meisten Ionen auf die Anode, verlieren ihren Drehimpuls und strömen als Neutrale aus der Anode, wo sie anschließend die Ionenrotation durch Stöße nochmals abbremsen.

Abbildung 4.28 zeigt die Variation der Modenfrequenz  $f_1$  mit der Magnetfeldstärke  $B$  bei festem Entladungsstrom  $I_{AK} = 300$  A. Die Daten sind den Messungen in Abb. 4.26 entnommen. Es zeigt sich, daß die Frequenz der Mode  $f_1$ , und somit auch aller anderen (siehe Abb. 4.24 und Abb. 4.25), leicht nichtlinear mit  $B$  zunimmt. Werden die leichten Nichtlinearitäten bei den Strom und Magnetfeldvariationen vernachlässigt, so ergibt sich eine Abhängigkeit der Driftwellenmodenfrequenzen von näherungsweise

$$f_m \sim v_{ph} \sim I_{AK} B . \quad (4.25)$$



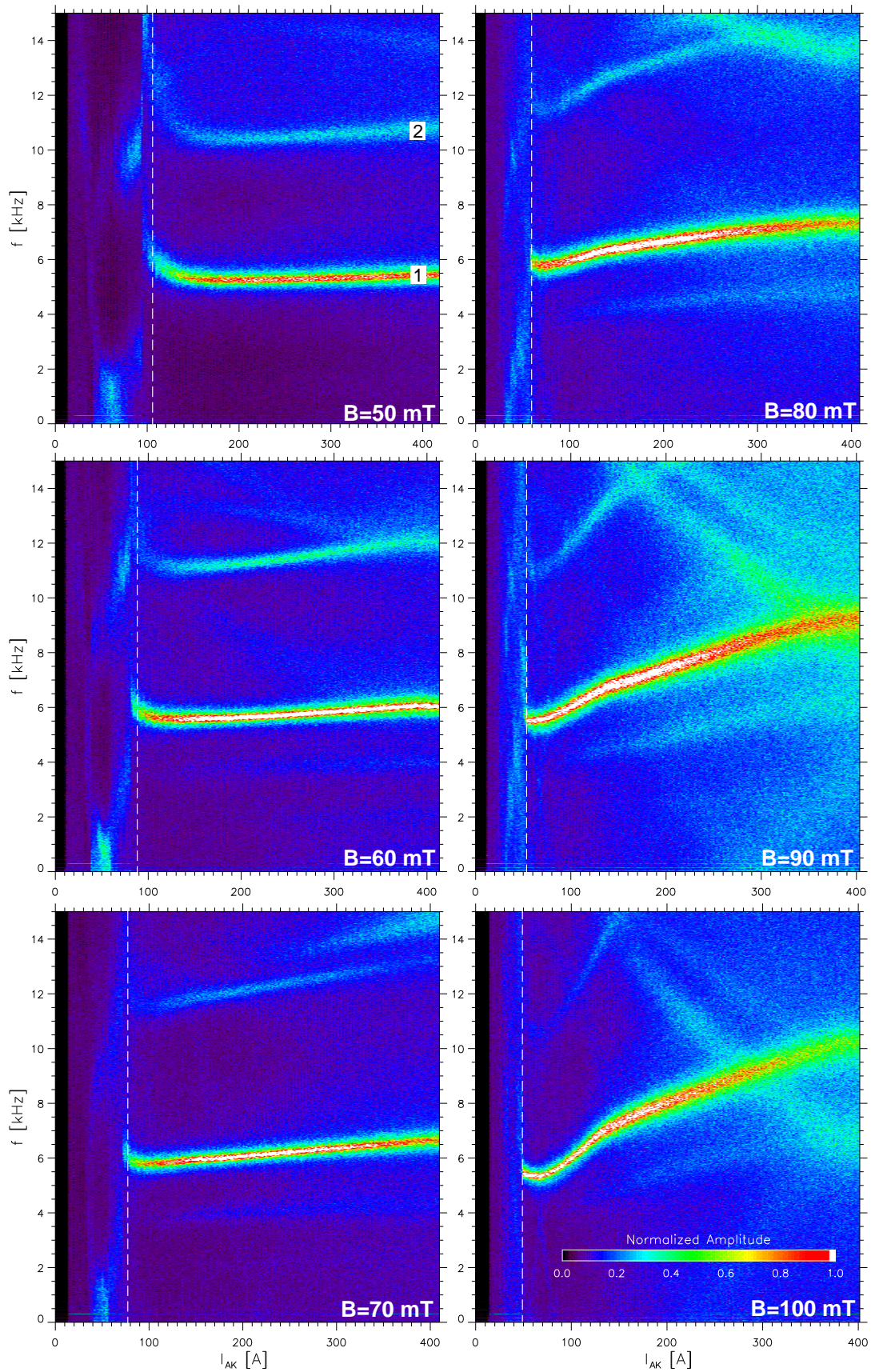


Abb. 4.26: Leistungsspektrum von  $U_{fl}$  in Abhängigkeit vom Entladungsstrom  $I_{AK}$  und der Magnetfeldstärke  $B$  an der Stelle  $r/r_0 = 1.25$  am Ort der Druckstufe bei einer Ar-Entladung. Der kritische Entladungsstrom  $I_{AK}^{crit}$  (weiß gestrichelte Linien), der für das Einsetzen der Driftwellenmoden notwendig ist, wird mit zunehmender Magnetfeldstärke immer kleiner, so daß sich ein Zusammenhang von  $I_{AK}^{crit} B = \text{const.}$  ergibt.

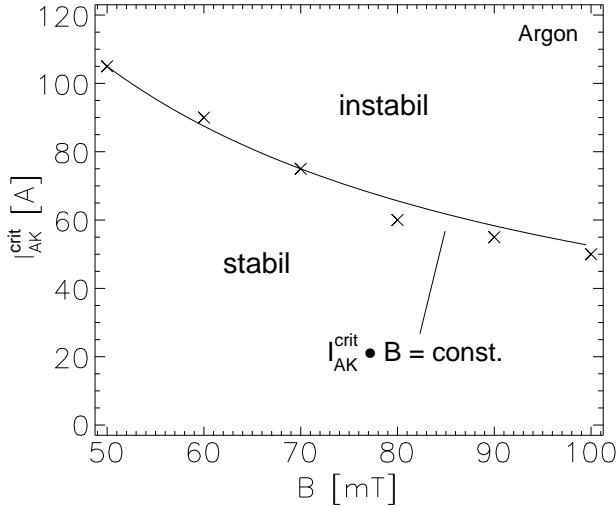


Abb. 4.27: Stabiler und instabiler Parameterbereich für Argon. Die aus Abb. 4.26 bestimmten kritischen Entladungsstromstärken  $I_{AK}^{crit}$  in Abhängigkeit von der Magnetfeldstärke ergeben den Zusammenhang  $I_{AK}^{crit} B = \text{const.}$

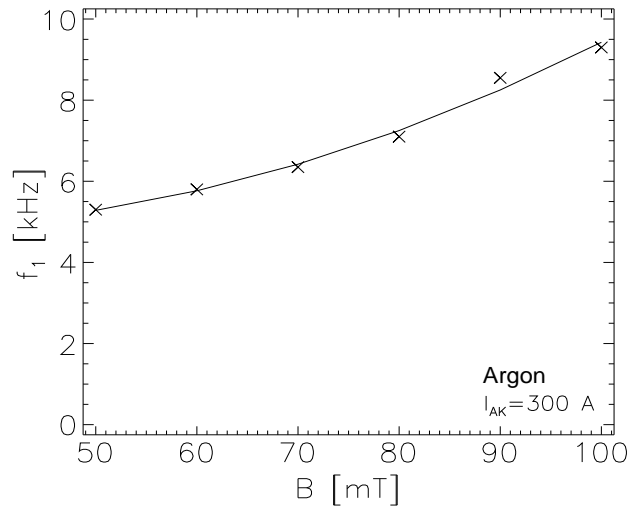


Abb. 4.28: Variation der Modenfrequenz  $f_1$  mit der Magnetfeldstärke  $B$  bei einem konstanten Entladungsstrom von  $I_{AK} = 300$  A (vergl. Abb. 4.26). Die Kurve ist ein Fit mit einem Polynom zweiten Grades.

#### 4.4 Einfluß der Ionenmasse

Abbildung 4.29 zeigt die radial aufgelösten Kreuzleistungsspektren von  $U_{fl}$  bei einer Wasserstoff- (obere Abb.) und einer Neonentladung (untere Abb.) am Ort der Druckstufe. Der Entladungsstrom betrug in beiden Fällen  $I_{AK} = 300$  A, so daß die Spektren mit den Ergebnissen der Kryptonentladung etwa vergleichbar sind.

Bei der H-Entladung ist die Fluktuationsleistung spektral sehr breit verteilt. Im wesentlichen existiert nur eine Modenserie an der Stelle  $r/r_0 \approx 0.85$  mit den zwei Modenfrequenzen  $f_1 \approx 85$  kHz und  $f_2 \approx 170$  kHz. Deren Phasengeschwindigkeit ergibt sich zu ( $r_0 \approx 30$  mm)

$$v_{ph} = \frac{2\pi f_m}{m_\theta} 0.85 r_0 \approx 14 \text{ km/s} , \quad (4.26)$$

was auch hier erstaunlich gut mit der gemessenen Ionenrotationsgeschwindigkeit  $v_{\theta_i}$  übereinstimmt [Mey98].

Die Fluktuationsspektren von Ne-Entladungen zeigen immer sehr ausgeprägte innere und äußere Modenserien, welche zusätzlich noch relativ gut synchronisiert sind. Sowohl für die innere ( $r/r_0 \approx 0.85$ ) als auch für die äußere ( $r/r_0 \approx 1.18$ ) Modenserie gilt näherungsweise

$$f_m \approx 16 m_\theta [\text{kHz}] \quad \text{mit:} \quad m_\theta = 1, \dots, 7 . \quad (4.27)$$

Die Phasengeschwindigkeit der inneren Moden ergibt sich zu  $v_{ph} \approx 2.6$  km/s, die der äußeren zu  $v_{ph} \approx 3.6$  km/s.

Zusammenfassend kann gesagt werden: Je größer die Ionenmasse, desto mehr konzentriert sich die Fluktuationsleistung in diskreten Moden. Die Fluktuationen werden periodischer und kohärenter. Die Modenfrequenzen und Phasengeschwindigkeiten nehmen wie die Ionenrotation mit zunehmender Ionenmasse ab.

Abbildung 4.30 zeigt die gemessene Abhängigkeit der mittleren Phasengeschwindigkeit  $v_{ph}$  der Driftwellenmoden am Innengradienten ( $r/r_0 \approx 0.9$ ) von der Ionenmasse  $m_i$ . Hierbei waren  $I_{AK} = 300$  A und  $B = 0.1$  T immer gleich. Die angefitte Kurve entspricht der Beziehung ( $m_i$  in Einheiten der atomaren Masseneinheit  $u$ )

$$v_{ph} = c_0 + \frac{c_1}{m_i} \quad \text{mit:} \quad c_0 = 2.1 \text{ km/s} , \quad c_1 = 12.0 \text{ km/s} . \quad (4.28)$$

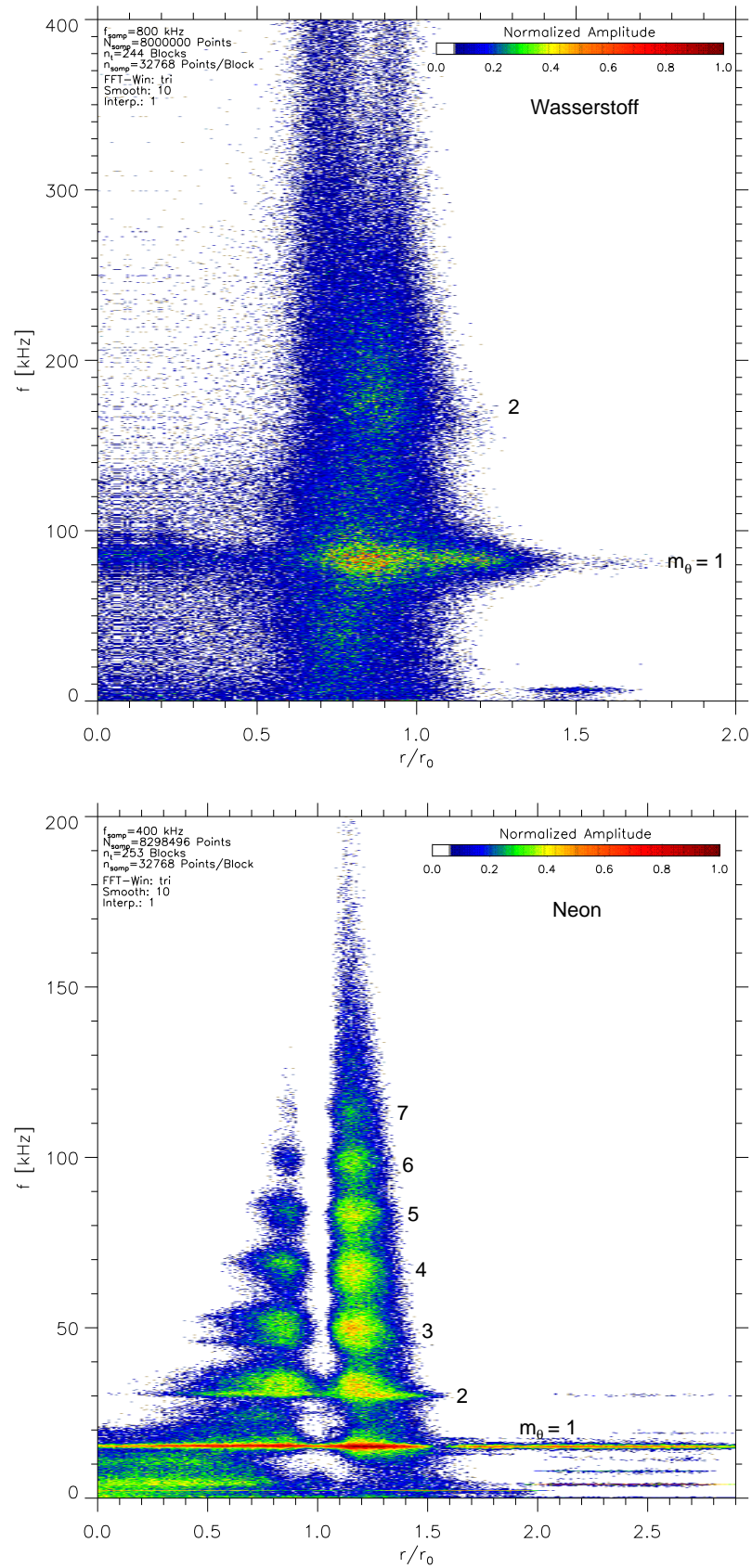


Abb. 4.29: Radial aufgelöstes Kreuzleistungsspektrum von  $U_{fl}$  bei einer Wasserstoff- (obere Abb.) und einer Neonentladung (untere Abb.) am Ort der Druckstufe ( $I_{AK} = 300$  A bei Standardmagnetfeldkonfiguration). Je größer die Ionenmasse wird, desto mehr konzentriert sich die Fluktuationsleistung in diskreten Moden. Die Fluktuationen werden periodischer und kohärenter. Neonentladungen zeigen außerdem eine auffällige Synchronisation zwischen innerer und äußerer Modenserie.

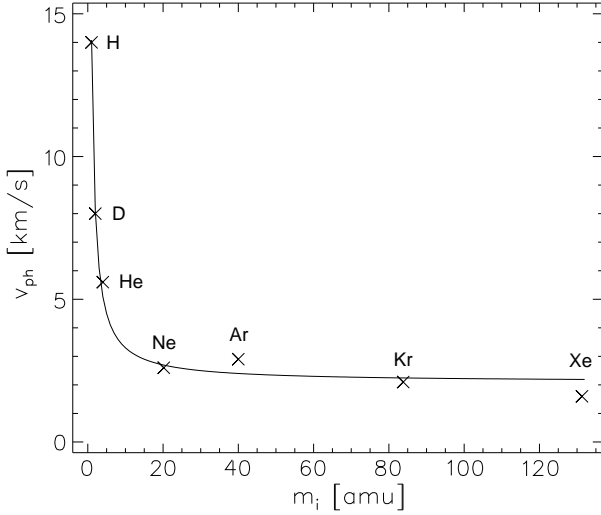


Abb. 4.30: Abhängigkeit der mittleren Phasengeschwindigkeit  $v_{ph}$  der Driftwellenmoden am Innengradienten ( $r/r_0 \approx 0.9$ ) von der Ionenmasse  $m_i$  ( $I_{AK} = 300 \text{ A} = \text{const.}$ ,  $B = 0.1 \text{ T} = \text{const.}$ ).

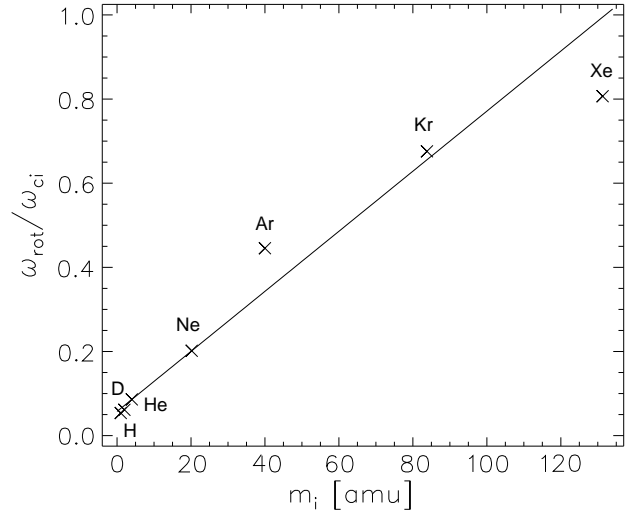


Abb. 4.31: Verhältnis der Rotationsfrequenz der inneren Driftwellenmoden  $\omega_{rot} = v_{ph}/r_m$  zur Ionenzyklotronfrequenz  $\omega_{ci}$  ( $I_{AK} = 300 \text{ A} = \text{const.}$ ,  $B = 0.1 \text{ T} = \text{const.}$ ).

Sie ist nahezu identisch mit der in [Mey98] festgestellten Massenabhängigkeit der Ionenrotation  $v_{\theta_i}(m_i)$ . Für die Abhängigkeit der Phasengeschwindigkeit der inneren Driftwelle ergibt sich daraus zusammen mit Gl. (4.25)

$$v_{ph} \approx v_{\theta_i} \sim I_{AK} B \left( c_0 + \frac{c_1}{m_i} \right). \quad (4.29)$$

Für Driftwellen ist dies ein sehr merkwürdiges Beobachtungsergebnis, da nach der gängigen Theorie  $v_{ph}$  eher in der Nähe von  $v_{\theta_e}$  liegen sollte (siehe Abschn. 1.3.1, S. 10).

Interessant ist weiterhin, daß sich mit Gl. (4.28) ergebende Verhältnis der Rotationsfrequenz der Driftwelle  $\omega_{rot}$  zur Ionenzyklotronfrequenz  $\omega_{ci}$

$$\frac{\omega_{rot}}{\omega_{ci}} = \frac{v_{ph}}{r_m \omega_{ci}} = \frac{u}{r_m e B} (c_0 m_i + c_1), \quad (4.30)$$

welches Abb. 4.31 zeigt ( $r_m \approx 27 \text{ mm}$ ,  $u$  - atomare Masseneinheit,  $B = 0.1 \text{ T} = \text{const.}$ ). Die beobachteten Rotationsfrequenzen der Driftwelle liegen also immer unterhalb der Ionenzyklotronfrequenz<sup>14</sup>, weshalb es sich nicht um Ionenzyklotronwellen handeln kann (cut-off). Zusammen mit der Relation (4.29) ergibt sich eine Abhängigkeit von

$$\frac{\omega_{rot}}{\omega_{ci}} \sim I_{AK} (c_0 m_i + c_1). \quad (4.31)$$

Das Verhältnis von Rotationsfrequenz der Driftwellenmoden zur Ionengyrofrequenz hängt also im wesentlichen vom Entladungsstrom und von der Ionenmasse ab. In Abb. 4.31 scheint sich aber anzudeuten, daß die Massenabhängigkeit nicht linear ist, sondern, daß sich mit zunehmender Ionenmasse die Rotationsfrequenz der Ionenzyklotronfrequenz asymptotisch nähert.

Im folgenden Kapitel wird gezeigt werden, wie eine Driftwelle funktioniert, deren Phasengeschwindigkeit nahezu mit der Ionendriftgeschwindigkeit übereinstimmt ( $v_{ph} \approx v_{\theta_i}$ ).

<sup>14</sup>Die Oszillationsfrequenz  $f_m$  einer Driftwellenmode höher Modenzahl kann größer sein als  $f_{ci}$  (im Laborsystem).



## Kapitel 5

# Potentialmodell der gesättigten Driftwelle

Bei der in Kapitel 4 ausgiebig untersuchten Kryptonentladung liegt der Elektronengyroradius bei  $r_{ge} \approx 75 \mu\text{m}$  ( $T_e \approx 5 \text{ eV}$ ,  $B = 100 \text{ mT}$ ), was im Vergleich zu den Inhomogenitäten von  $E_r$  und  $p_e$  klein ist. Ihr Hallparameter beträgt  $h_{ei} \approx 110$  (siehe Tab. 2.1, S. 22), d.h. sie sind stark magnetisiert und werden gut durch das Magnetfeld geführt<sup>1</sup>. Daher sollte das zwischen der ringförmigen Kathode und der hohlen Anode von den Kathodenelektronen erzeugte Plasma ebenfalls eine ringförmige Struktur besitzen. Die CCD-Aufnahmen des Plasmaquerschnitts (siehe Abb. 4.20, S. 85) zeigen aber, daß dies nicht der Fall ist.

Da die Ionen Gyrationenradien von mehreren Zentimetern besitzen und ihr Hallparameter  $h_{ii} \lesssim 1$  ist, sind sie nur schwach magnetisiert und damit schlechter als die Elektronen eingeschlossen. Dadurch können sich einige  $10^{15}$  Ionen/ $\text{m}^3$  radial nach außen hin aus dem Plasmaring<sup>2</sup> entfernen. Sie sammeln sich in einem positiven Ladungsdichtering nahe der Oberfläche des Plasmarings bei etwa  $r/r_0 \approx 1.0$  an, welcher dadurch negativ aufgeladen wird (siehe Abb. 4.1, S. 65 unterstes linkes Bild  $\delta n = n_i - n_e$ ). Es kommt zur Ausbildung einer Dipolschicht. Durch das dazwischen entstehende, radial nach innen zeigende, elektrische Feld ( $E_r < 0$ ), kann sich ein Kräftegleichgewicht einstellen, welches die Ionen nun einschließt. Die Elektronen im Plasmaring reagieren darauf mit einer zusätzlichen azimuthalen Driftgeschwindigkeit, welche sich ihrer Druckgradientendrift überlagert und im hier vorliegenden Fall sogar umkehrt.

Besitzt nun der Plasmaring eine inhomogene Elektronendruckverteilung (kleine Störungen gibt es immer), so kann sich eine Driftinstabilität aufbauen. Diese führt zu einer azimuthalen Ladungstrennung zwischen Ionen und Elektronen und im Endeffekt zu einer azimuthal periodischen Potentialstruktur (siehe Abb. 5.1). Sie rotiert mit einer bestimmten Phasengeschwindigkeit  $v_{ph}$ , welche allgemein zwischen der azimuthalen Driftgeschwindigkeit der Ionen und der der Elektronen liegt ( $v_{\theta_i} \leq v_{ph} \leq v_{\theta_e}$ ). Dadurch strömen die Elektronen und Ionen des Plasmarings nun azimuthal durch eine periodische Potentialstruktur hindurch<sup>3</sup>. Während sich die ursprünglich kreisförmigen Elektronendriftbahnen entsprechend der Potentialstruktur verformen (siehe Abb. 5.4) und eine demgemäße Modulation der Elektronendichte einsetzt (siehe Abb. 5.6), können die Ionen - aufgrund ihrer großen Gyroradien<sup>4</sup> - lediglich versuchen die Quasineutralität wieder herzustellen, was ihnen aber aufgrund ihrer Trägheit nur unvollständig gelingt (dynamische Abschirmung). Da die

<sup>1</sup>Für die Elektronen gilt die ALFVEN'sche-Driftnäherung, was bedeutet, daß sich ihre Bahnen durch die Bahnen ihrer Führungszentren beschreiben lassen, im Gegensatz zu den Ionen.

<sup>2</sup>Als Plasmaring wird der Bereich  $0.9 \lesssim r/r_0 \lesssim 1.0$  angesehen, da dort  $T_e$  und  $p_e$  ein scharfes Maximum haben (siehe Abb. 4.1, S. 65).

<sup>3</sup>Entscheidend hierfür sind die Relativgeschwindigkeiten  $v_{\theta_e} - v_{ph} \approx 60 \text{ km/s}$  und  $v_{\theta_i} - v_{ph} \approx 0$ .

<sup>4</sup>Die Ionen erfüllen die Driftnäherung nicht. Deshalb kann die Ionendichte nicht direkt aus den Driften berechnet werden. In guter Näherung sollte sie sich aber entsprechend der (linearisierten) BOLTZMANN-Relation verhalten  $n_i \approx \bar{n}_e(1 - e\phi/k_B T_i)$ .

Elektronen die neutralen und ionisierten Atome zur Strahlung anregen, spiegelt die Intensitätsverteilung der CCD-Aufnahmen die Driftbahnen (und damit Dichte und Temperatur) der Elektronen im Hauptplasmaring wieder (siehe Abb. 4.20, S. 85).

Weiterhin zeigt sich experimentell, daß die Floatingpotentialfluktuationen periodisch sind und aus einer Überlagerung von ganzzahligen Vielfachen  $m_\theta$  einer Grundfrequenz  $f_1$  bestehen (siehe Abb. 4.4 ff, S. 67 ff.). Ihr Amplitudenmaximum ist am Modenradius  $r_m/r_0 \approx 0.92$  lokalisiert, welcher mit dem des Hauptplasmarrings übereinstimmt. Dies bestätigt die Vorstellung, daß die Driftwelle durch eine rotierende azimuthal periodische Potentialstruktur beschrieben werden kann, deren Einzelkomponenten  $m_\theta$  die Bedingung  $2\pi r_m = m_\theta \lambda_\theta$  erfüllen müssen. Nur ganzzahlige Vielfache  $m_\theta$  der azimuthalen Wellenlänge  $\lambda_\theta$  sind möglich, da das Potential stetig sein muß.

Im folgenden wird nun versucht, ein Modell für die Potentialstruktur der gesättigten Driftwelle zu finden. Es wird nicht betrachtet, wie die Potentialstruktur entsteht, sich aufrechterhält und wie die Amplitudenverteilung der Moden zu erklären ist. Sie wird als Istzustand der quasistationär existierenden gesättigten Driftwelle vorausgesetzt. Vielmehr geht es darum, einen Zusammenhang zwischen den beobachteten Potentialfluktuationen, dem radialen  $E$ -Feld und der optischen Modenform bzw. der Elektronendichte für die Driftwelle am Innengradienten ( $r/r_0 \approx 0.92$ ) zu finden (die Driftwelle am Außengradienten kann optisch nicht beobachtet werden).

## 5.1 Azimutale Potentialstruktur der Driftwelle

Gesucht wird die räumliche Potentialverteilung  $\phi(\vec{r})$  einer azimuthal periodischen Ladungsdichteverteilung  $\rho(\vec{r})$ , welche mit der Phasengeschwindigkeit  $v_{ph}$  starr rotiert. Im mitrotierenden Bezugssystem ist daher das Potential zeitunabhängig.

Die POISSON-Gleichung für das elektrostatische Potential ( $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$ )

$$\Delta\phi(\vec{r}) = -\rho(\vec{r})/\epsilon \quad (5.1)$$

kann allgemein durch Integration über die räumliche Ladungsdichteverteilung  $\rho(\vec{r})$  gelöst werden

$$\phi(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon} \int \frac{\rho(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d^3r' . \quad (5.2)$$

Da die Driftwelle am festen Modenradius  $r_m$  lokalisiert ist und axial kaum Verschraubung aufweist (keine  $z$ -Abhängigkeit), wird die Ladungsdichte als Flächenladungsdichte zu<sup>5</sup>

$$\sigma_m(r, \theta) = \tilde{\sigma}_m \cos(m\theta) \delta(r - r_m) \quad (5.3)$$

angesetzt. Einsetzen und Integration über  $r'$  ergibt in Zylinderkoordinaten

$$\phi_m(r, \theta) = \frac{\tilde{\sigma}_m r_m}{4\pi\epsilon} \int_0^{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\cos(m\theta')}{\sqrt{r^2 + r_m^2 - 2rr_m \cos(\theta - \theta') + (z - z')^2}} dz' d\theta' . \quad (5.4)$$

Da keine Abhängigkeit in  $z$ -Richtung besteht, kann der Aufpunkt zu  $z = 0$  gewählt werden. Integration über  $z'$  ergibt

$$\phi_m(r, \theta) = \frac{\tilde{\sigma}_m r_m}{4\pi\epsilon} \int_0^{2\pi} \cos(m\theta') 2 \left[ \ln(z' + \sqrt{r^2 + r_m^2 - 2rr_m \cos(\theta - \theta') + z'^2}) \right]_0^{z' \rightarrow \infty} d\theta' . \quad (5.5)$$

---

<sup>5</sup>Um die Schreibweise zu vereinfachen, gilt in diesem Kapitel  $m \equiv m_\theta$ .

Die Integrationsgrenze ‘ $\infty$ ’ ergibt im Limes einen unendlich großen konstanten Term, der aber abgezogen werden kann, da das Potential additiv beliebig eichbar ist. Damit folgt

$$\phi_m(r, \theta) = -\frac{\tilde{\sigma}_m r_m}{2\pi\epsilon} \int_0^{2\pi} \ln R \cos(m\theta') d\theta' \quad \text{mit:} \quad R = \sqrt{r^2 + r_m^2 - 2rr_m \cos(\theta - \theta')} . \quad (5.6)$$

TAYLOR-Entwicklung von  $\ln R$  nach  $r/r_m$  (für  $0 < r < r_m$ ) und  $r_m/r$  (für  $r_m < r < \infty$ ) um 0 ergibt

$$\ln R = \begin{cases} 0 < r < r_m : & \ln r_m - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \left(\frac{r}{r_m}\right)^n \cos[n(\theta - \theta')] \\ r_m < r < \infty : & \ln r - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \left(\frac{r_m}{r}\right)^n \cos[n(\theta - \theta')] \end{cases} \quad (5.7)$$

(Methode der Zylinderharmonischen siehe z.B. [Pan62, Jac99]). Unter Verwendung des Additionstheorems

$$\cos[n(\theta - \theta')] = \cos(n\theta) \cos(n\theta') + \sin(n\theta) \sin(n\theta') \quad (5.8)$$

sowie unter Beachtung von

$$\int_0^{2\pi} \sin(n\theta) \cos(m\theta) d\theta = 0 \quad \text{und} \quad \int_0^{2\pi} \cos(n\theta) \cos(m\theta) d\theta = \pi \delta_{mn} \quad (5.9)$$

folgt für das Potential letztlich

$$\phi_m(r, \theta) = \tilde{\phi}_m \left(\frac{r}{r_m}\right)^{\pm m} \cos(m\theta) \quad \text{mit:} \quad \begin{cases} + : 0 \leq r \leq r_m \\ - : r_m \leq r < \infty \end{cases} . \quad (5.10)$$

Hierbei ist  $\tilde{\phi}_m := \frac{\tilde{\sigma}_m r_m}{2\epsilon m}$  die Potentialfluktuationsamplitude der Modenzahl  $m$ . Abbildung 5.1 zeigt das Potential  $\phi_5(r, \theta)$ . Die Äquipotentiallinien sind um jedes Ladungsdichteextremum herum in sich geschlossen.

## 5.2 Einfluß des radialen elektrischen Feldes

Zusätzlich existiert ein radiales nach innen gerichtetes elektrisches Feld, welches durch Ladungstrennungsprozesse am Plasmarand erzeugt wird (Ionengyrationsseffekte). Das Gesamtpotential ist demnach

$$\Phi_m(r, \theta) = \phi_m(r, \theta) + \phi(r) . \quad (5.11)$$

In Abb. 5.2 ist das Potential  $\Phi_5(r, \theta)$  mit einem radial konstanten elektrischen Feld  $\phi(r) = -E_r r$  dargestellt. Die Äquipotentiallinien, die sich vorher um die Ladungsdichteextrema herum schlossen, werden durch das radiale elektrische Feld „aufgebrochen“. Sie laufen azimuthal herum und oszillieren um  $r_m$ . Die weiß gestrichelte Linie ist die Driftbahnkurve der Elektronen, welche im folgenden hergeleitet wird.

## 5.3 Driftbahn der Elektronen

Für die Bahnen der Elektronen genügt es aus den eingangs genannten Gründen, nur die Drift des Gyrationenzentrums zu betrachten. Im Fluidbild stellen diese Driftbahnen die Strömungslinien dar. Die makroskopische senkrechte Driftgeschwindigkeit ergibt sich allgemein für stationäre Felder aus

$$mn \frac{d\vec{v}}{dt} \stackrel{!}{=} 0 = qn(\vec{E} + \vec{v}_\perp \times \vec{B}) - \nabla p \quad | \times \vec{B} \quad (5.12)$$

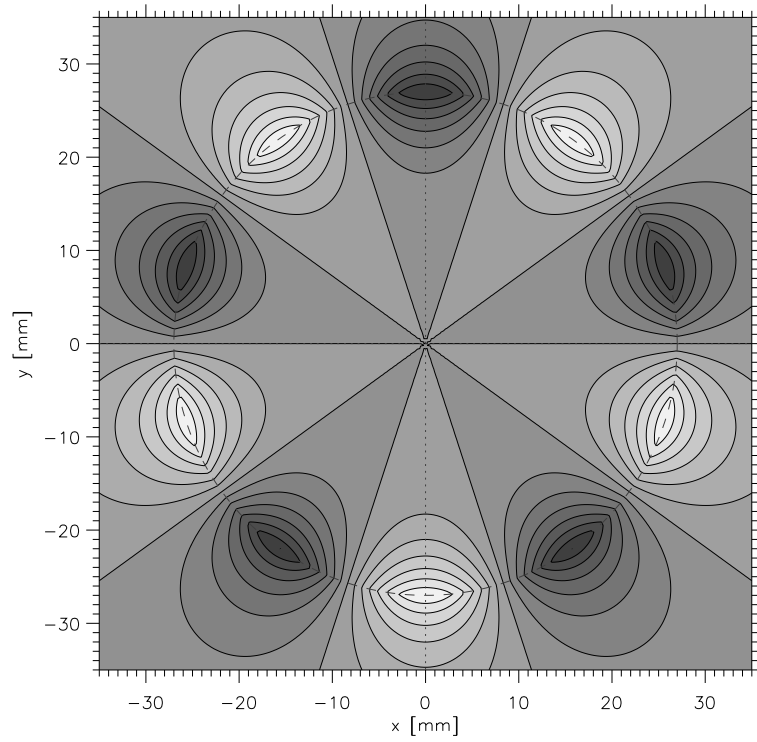


Abb. 5.1: Azimutale Potentialstruktur der Driftwellenmode  $m = 5$  nach Gl. (5.10) mit  $\tilde{\phi}_5 = 2\text{ V}$  und  $r_m = 27\text{ mm}$  (gedreht um  $\pi/10$ ). Das Potential wächst mit der Helligkeit.

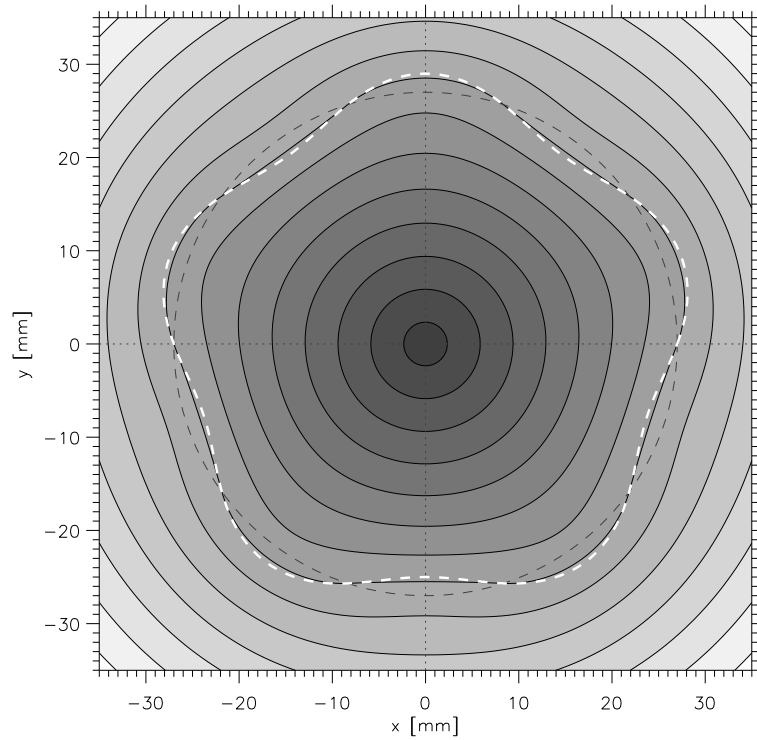


Abb. 5.2: Azimutale Potentialstruktur der Driftwellenmode  $m = 5$  nach Gl. (5.14) mit  $\tilde{\phi}_5 = 2\text{ V}$ ,  $E'_{r_{eff}} = -1\text{ V/mm}$ ,  $\tilde{r}_5 = 2\text{ mm}$  und  $r_m = 27\text{ mm}$ . Das Potential wächst mit der Helligkeit. Weiß gestrichelt ist die Driftbahn nach Gl. (5.23) eingezeichnet. Sie stimmt gut mit der entsprechenden Äquipotentiallinie überein.



zu<sup>6</sup>

$$\vec{v}_\perp = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} - \frac{\nabla p \times \vec{B}}{qnB^2}. \quad (5.13)$$

Offensichtlich gilt  $\vec{v}_\perp \cdot \vec{E} = -\vec{v}_\perp \cdot \nabla \phi = 0$  und  $\vec{v}_\perp \cdot \nabla p = 0$ , d.h. die Drift erfolgt parallel zu den Äquipotentiallinien des elektrostatischen Potentials und des Drucks.

Die Äquipotentiallinien (siehe Abb. 5.2) stellen also die Bahnkurven der Gyrozentren bzw. die Strömungslinien der Elektronen dar. Das dort verwendete, aus Darstellungsgründen um  $\pi/10$  gedrehte Potential, lautet

$$\Phi_m(r, \theta) = -\tilde{\phi}_m \left( \frac{r}{r_m} \right)^{\pm m} \sin(m\theta) + \phi(r) \quad \text{mit:} \quad \left\{ \begin{array}{l} + : 0 \leq r \leq r_m \\ - : r_m \leq r < \infty \end{array} \right\}. \quad (5.14)$$

Um eine Gleichung für die Driftbahnkurve  $r(\theta)$ , auf der das Potential konstant ist ( $\Phi_m(r, \theta) \stackrel{!}{=} \Phi_0$ ), zu erhalten, muß Gl. (5.14) nach  $r$  aufgelöst werden

$$r(\theta) = r_m \left( -\frac{\Phi_0 - \phi(r)}{\tilde{\phi}_m \sin(m\theta)} \right)^{\pm 1/m}. \quad (5.15)$$

Da aber  $\phi(r)$  selbst von  $r$  abhängt, ist die Gleichung exakt nur iterativ lösbar. Die Umkehrfunktion  $\theta(r)$  kann explizit angegeben werden, hilft aber nicht weiter, da ein expliziter Ausdruck für  $r(\theta)$  benötigt wird (siehe Fußnote 7, S. 102).

Eine andere Möglichkeit besteht darin, Gl. (5.13) mit  $\vec{E} = (E_r, E_\theta, 0)$ ,  $\vec{B} = (0, 0, B_z)$  und  $\partial p / \partial z = 0$  zu verwenden

$$\vec{v}_\perp = \begin{pmatrix} v_r \\ v_\theta \\ 0 \end{pmatrix} = \frac{1}{B_z} \begin{pmatrix} E_\theta - \frac{1}{qnB_z} \frac{\partial p}{r \partial \theta} \\ -E_r + \frac{1}{qnB_z} \frac{\partial p}{\partial r} \\ 0 \end{pmatrix} \approx \frac{1}{B_z} \begin{pmatrix} E_\theta \\ -E_{r_{eff}} \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (5.16)$$

wobei  $\frac{1}{qnB_z} \frac{\partial p}{r \partial \theta} \ll E_\theta$  angenommen wird, und  $E_{r_{eff}} := E_r - \frac{1}{qnB_z} \frac{\partial p}{\partial r}$  ist. Aus dem Potential (5.14) ergeben sich die elektrischen Feldkomponenten mit  $\vec{E}_m(r, \theta) = -\nabla \Phi_m(r, \theta)$  zu

$$E_r^m = \pm \tilde{E}_\theta^m \left( \frac{r}{r_m} \right)^{\pm m} \sin(m\theta) + E'_{r_{eff}} \quad (5.17)$$

$$E_\theta^m = \tilde{E}_\theta^m \left( \frac{r}{r_m} \right)^{\pm m} \cos(m\theta) \quad (5.18)$$

mit  $\tilde{E}_\theta^m := \tilde{\phi}_m \frac{m}{r}$  und  $E'_{r_{eff}} := E_r - \frac{1}{qnB_z} \frac{\partial p}{\partial r} + v_{ph} B_z$ . Der zusätzliche Term  $v_{ph} B_z$  rührt daher, daß sich die Potentialstruktur mit der Phasengeschwindigkeit  $v_{ph} = \omega_{rot} r_m$  gegen das Laborsystem dreht und daher ein modifiziertes effektives radiales elektrisches Feld im Ruhesystem der Potentialstruktur existiert (nichtrelativistische Feldtransformation  $v_{ph} \ll c_0$ ). Einsetzen der Feldkomponenten in Gl. (5.16) liefert ein Differentialgleichungssystem für die Driftbahn  $r(\theta)$

$$v_r = \dot{r} = \frac{1}{B_z} \tilde{E}_\theta^m \left( \frac{r}{r_m} \right)^{\pm m} \cos(m\theta) \quad (5.19)$$

$$v_\theta = r\dot{\theta} = -\frac{1}{B_z} \left[ \pm \tilde{E}_\theta^m \left( \frac{r}{r_m} \right)^{\pm m} \sin(m\theta) + E'_{r_{eff}} \right]. \quad (5.20)$$

<sup>6</sup>Alle Größen beziehen sich im folgenden nur auf die Elektronen:  $n = n_e$ ,  $p = p_e$ ,  $\vec{v} = \vec{v}_e$  und  $q = q_e = -e$ . Die Ionen müssen anders behandelt werden. Weiterhin können bei den Elektronen die Trägheitskräfte vernachlässigt werden.

Wird auf der rechten Seite die  $r$ -Abhängigkeit vernachlässigt ( $r \stackrel{!}{=} r_m$ ), so können  $r$  und  $\theta$  separiert werden. Division führt auf

$$\int_{r_m}^r \frac{dr'}{r'} = - \int_0^\theta \frac{\cos(m\theta')}{\pm \sin(m\theta') + \frac{E'_{r_{eff}}(r_m)}{\tilde{E}_\theta^m(r_m)}} d\theta' , \quad (5.21)$$

und Integration ergibt

$$r(\theta) = r_m \left[ 1 \pm \frac{\tilde{E}_\theta^m(r_m)}{E'_{r_{eff}}(r_m)} \sin(m\theta) \right]^{\mp 1/m} \quad \text{mit:} \quad \left\{ \begin{array}{l} +, - : 0 \leq r \leq r_m \\ -, + : r_m \leq r < \infty \end{array} \right\} . \quad (5.22)$$

Durch obige Vereinfachung ist dieser Ausdruck eine Näherung für die Driftbahn in der Umgebung von  $r_m$ . Gilt außerdem  $\tilde{E}_\theta^m(r_m) \ll E'_{r_{eff}}(r_m)$ , so liefert eine TAYLOR-Reihenentwicklung bis zur 1. Ordnung<sup>7</sup>

$$r(\theta) = r_m - \tilde{r}_m \sin(m\theta) \quad \text{mit:} \quad \tilde{r}_m := \frac{r_m}{m} \frac{\tilde{E}_\theta^m(r_m)}{E'_{r_{eff}}(r_m)} = \frac{\tilde{\phi}_m}{E'_{r_{eff}}(r_m)} . \quad (5.23)$$

Hierbei ist  $\tilde{r}_m$  die radiale Auslenkungsamplitude der Driftbahn (= Strömungskonkur=Modenform) der Elektronen, welche sinusförmig um den Modenradius  $r_m$  oszilliert. Die Vorzeichen zur Unterscheidung zwischen Innen- und Außengebiet sind herausgefallen. Ist  $E'_{r_{eff}}(r_m)$  nach innen gerichtet, so driften die Elektronen rechtshändig zu  $\vec{B}$  und ihre maximale Auslenkung liegt an den Stellen der Potentialminima, anderenfalls driften die Elektronen linkshändig zu  $\vec{B}$  und ihre maximale Auslenkung liegt an den Stellen der Potentialmaxima (siehe Abb. 5.4).

Für den im Experiment beobachteten Fall  $\tilde{r}_m \ll r_m$  gilt Gl. (5.23) mit guter Genauigkeit. Sie stellt somit die gesuchte Beziehung zwischen der Floatingpotentialfluktuationsamplitude  $\tilde{U}_{fl}(r_m) \equiv \tilde{\phi}_m$ , dem effektiven radialen elektrischen Feld  $E'_{r_{eff}}(r_m) = E_r(r_m) - \frac{1}{qnB_z} \frac{\partial p}{\partial r}|_{r_m} + v_{ph}B_z$  und der sichtbaren radialen Auslenkung  $\tilde{r}_m$  der gesättigten Driftwellenmode her (siehe weiß gestrichelte Driftbahn in Abb. 5.2). Diese Aussage impliziert, daß die Linien konstanter Elektronendichte mit dem Verlauf der Elektronendriftbahnen  $r(\theta)$  übereinstimmen, was im folgenden gezeigt wird.

## 5.4 Modulation der Elektronendichteverteilung

Um die beobachtete Intensitätsverteilung des Plasmaquerschnitts (siehe Abb. 4.20 und 4.21) zu erhalten, ist die Berechnung der Elektronendichte  $n := n_e$ , welche durch die Driftwelle moduliert wird, notwendig. Die Kontinuitätsgleichung für die Elektronen lautet

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\text{div } \vec{\Gamma} = -\text{div}(n\vec{v}) = -\vec{v} \cdot \nabla n - n \text{div } \vec{v}. \quad (5.24)$$

Im Ruhesystem der Driftwelle fällt die Zeitableitung weg<sup>8</sup>. Das sich durch die vorgegebene Potentialstruktur einstellende stationäre Strömungsgeschwindigkeitsvektorfeld der Elektronen ist divergenz-

<sup>7</sup>Wird in Gl. (5.15)  $\Phi_0 = \Phi_m(r_m, 0) = -E'_{r_{eff}} r_m$  gewählt, so ergibt sich mit  $(r/r_m)^{\pm m} \approx 1$  ebenfalls  $r(\theta) = r_m - \tilde{r}_m \sin(m\theta)$ . Die etwas umständlichere Rechnung über die Driften (Gl. (5.16) ff) hat den Vorteil, daß sie die Komponenten der Driftgeschwindigkeiten liefert, welche anschließend gebraucht werden.

<sup>8</sup>Hier sei noch einmal betont, daß die Kontinuitätsgleichung nicht selbstkonsistent gelöst werden soll, so daß die Ladungsdichteumverteilung  $\delta n(r, \theta, t) = n_i - n_e$  durch die Strömung von Elektronen und Ionen mitberücksichtigt wird. Die Ladungsdichteverteilung und die sich daraus ergebenden elektrischen Felder und Driften werden als *fest vorgegeben* betrachtet. Es wird nur danach gefragt, wie die dementsprechende stationäre Dichteverteilung  $n(r, \theta)$  aussieht. Dieses Vorgehen begründet sich einerseits durch die experimentelle Beobachtung solch einer quasistationären Ladungsdichteverteilung (im mit  $v_{ph}$  mitrotierenden System), andererseits durch die Vorstellung, daß das Problem der Entstehung der Ladungsdichteverteilung getrennt von ihrer Auswirkung auf die Elektronendriftbahnen betrachtet werden kann.

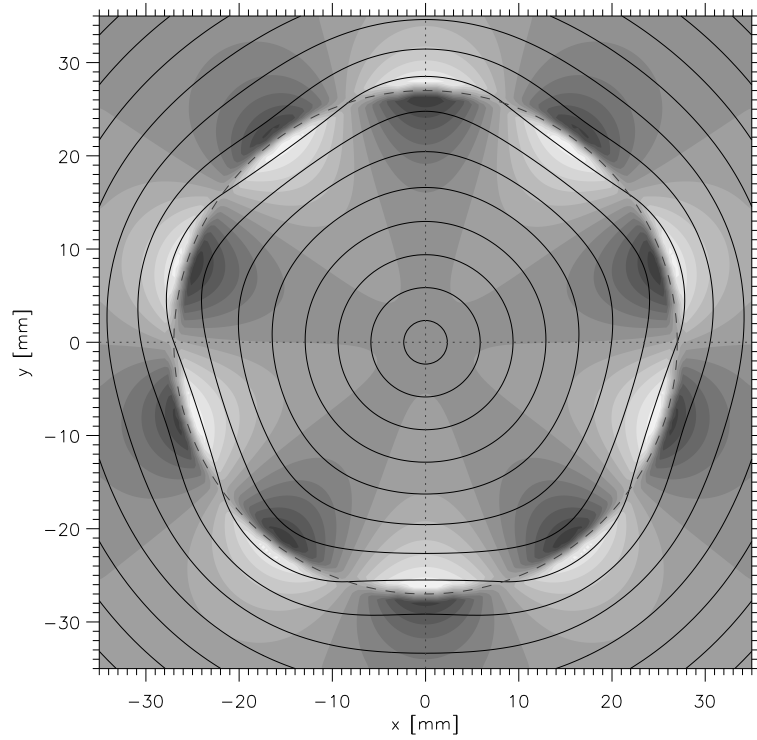


Abb. 5.3: Betrag der Strömungsgeschwindigkeit  $v(r, \theta) = \sqrt{v_r^2 + v_\theta^2}$  mit den Geschwindigkeiten nach Gl. (5.19) und (5.20), sowie  $m = 5$ ,  $\tilde{\phi}_m/E'_{r_{eff}} = -2$  mm und  $r_m = 27$  mm. Die Geschwindigkeit wächst mit der Helligkeit. Dem überlagert sind die Potentialisolines.

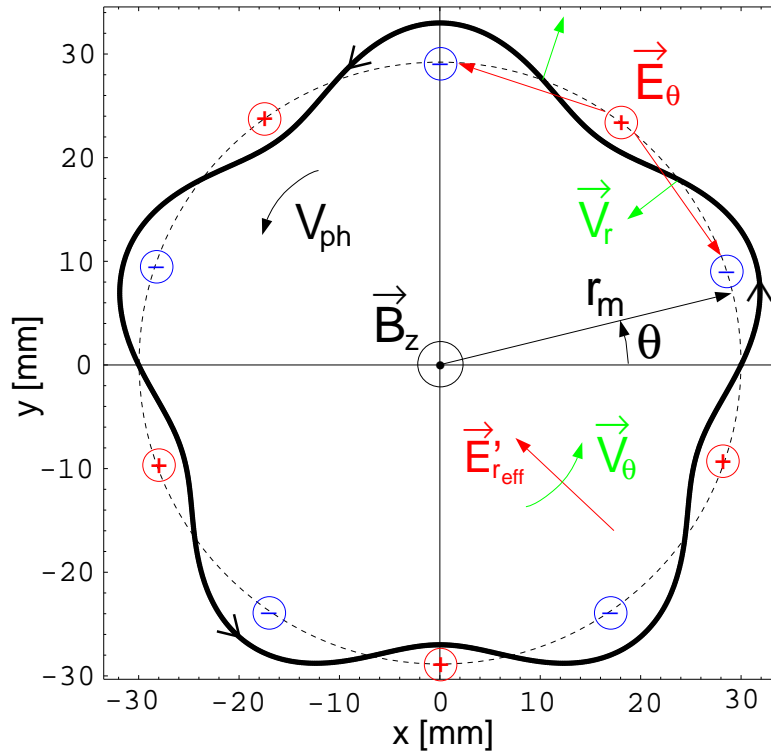


Abb. 5.4: Schematisches Modell der Driftwellenmode  $m = 5$ . Die Driftbahn der Elektronen (schwarze Linie) oszilliert um den Radius  $r_m$ . Zeigt  $E'_{r_{eff}}(r_m)$  nach innen, so driften die Elektronen rechtshändig bezogen auf  $\vec{B}$  und erreichen ihre größte radiale Entfernung  $r_m + \tilde{r}_m$  an den Stellen der Potentialminima.

frei

$$\operatorname{div} \vec{v} = \operatorname{div} \left( \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} \right) = -\frac{1}{B^2} [\vec{B} \cdot (\nabla \times \nabla \phi) - \nabla \phi \cdot (\nabla \times \vec{B})] = 0 , \quad (5.25)$$

da die Stromlinien in sich geschlossen sind. Von Gl. (5.24) verbleibt also

$$0 = v_r \frac{\partial n}{\partial r} + v_\theta \frac{\partial n}{r \partial \theta} . \quad (5.26)$$

Mit den Geschwindigkeitskomponenten aus (5.19, 5.20) und  $\tilde{E}_\theta^m = \tilde{\phi}_m \frac{m}{r}$  ergibt sich für  $n(r, \theta)$  eine partielle Differentialgleichung 1. Ordnung

$$0 = -r \cos(m\theta) \frac{\partial n}{\partial r} + \left[ \pm \sin(m\theta) + \frac{E'_{r_{eff}}}{m \tilde{\phi}_m} r \left( \frac{r_m}{r} \right)^{\pm m} \right] \frac{\partial n}{\partial \theta} \quad (5.27)$$

mit der Lösung

$$n(r, \theta) = c_0 \left[ \frac{E'_{r_{eff}}}{\tilde{\phi}_m} r + \left( \frac{r}{r_m} \right)^{\pm m} \sin(m\theta) \right] + c_1 \quad \text{mit:} \quad \left\{ \begin{array}{l} + : 0 \leq r \leq r_m \\ - : r_m \leq r < \infty \end{array} \right\} . \quad (5.28)$$

Abbildung 5.5 zeigt die erhaltene Lösung für die Elektronendichte. Hierbei wurden die Integrationskonstanten zu  $c_0 = -\tilde{\phi}_m / (2r_m E'_{r_{eff}})$  und  $c_1 = 1$  gewählt.  $E'_{r_{eff}}$  wurde in der DGL (5.27) als konstant angesetzt. Ausschlaggebend ist deshalb hier, wie auch in Gl. (5.23), nur das konstante Verhältnis  $\tilde{r}_m = \tilde{\phi}_m / E'_{r_{eff}}$ .

Die radiale Auslenkung der Driftwellenmode wurde zu  $\tilde{r}_m \approx 1 \text{ mm}$  anhand der CCD-Bilder gemessen (siehe Abb. 4.22). Sie ist konsistent zum am Modenradius  $r_m/r_0 \approx 0.92$  gemessenen Verhältnis von Floatingpotentialfluktuationsamplitude<sup>9</sup>  $\tilde{U}_{fl}(r_m) \approx 5 \text{ V}$  und effektivem radialem elektrischen Feld  $E'_{r_{eff}}(r_m)$  im mitrotierenden System der Driftwelle (siehe Abb. 4.1). Für  $E'_{r_{eff}}(r_m)$  ergibt sich

$$\begin{aligned} E'_{r_{eff}}(r_m) &= E_r(r_m) - \frac{1}{qnB_z} \frac{\partial p}{\partial r} \Big|_{r_m} + v_{ph} B_z \\ &= E_{r_{eff}}(r_m) + v_{ph} B_z \\ &= -v_{\theta_e}(r_m) B_z + v_{ph} B_z \\ &= -[v_{\theta_e}(r_m) - v_{ph}] B_z . \end{aligned} \quad (5.29)$$

Daraus folgt für die radiale Auslenkungsamplitude

$$\tilde{r}_m = \frac{\tilde{U}_{fl}(r_m)}{-[v_{\theta_e}(r_m) - v_{ph}] B_z} \approx \frac{5 \text{ V}}{-[60 \text{ km/s} - 2 \text{ km/s}] 0.1 \text{ T}} = \frac{5 \text{ V}}{-5.8 \text{ V/mm}} \approx -0.9 \text{ mm} , \quad (5.30)$$

was im Rahmen der Meßgenauigkeit eine gute Übereinstimmung darstellt. Ist das Potentialmodell der Driftwelle richtig, dann ist dies ein eindeutiger Beweis für die Richtigkeit des aus den Sondenprofilen bestimmten radialen E-Feldes, der Unterschiede in den Driftgeschwindigkeiten von Elektronen und Ionen bzw. der Phasengeschwindigkeit  $v_{\theta_i} \approx v_{ph} \ll v_{\theta_e}$ , und der Aussage, daß die Ionen sich nicht durch die gewöhnlichen MHD-Driften beschreiben lassen.

Weiterhin ist in Abb. 5.5 die Driftbahn nach Gl. (5.23) weiß gestrichelt eingezeichnet. Sie stimmt sehr gut mit der entsprechenden Isodensite überein. Dies bedeutet, daß sich die Elektronendichteverteilung und damit die beobachtete Intensitätsverteilung, also die Form der Driftwellenmode, durch die Form der Driftbahnkurve (5.23) beschreiben läßt.

<sup>9</sup>Hier muß der volle Wert von  $\tilde{U}_{fl}(r_m)$  genommen werden, da im Moment der CCD-Aufnahme die ganze Fluktuationsleistung in der einen betrachteten Mode steckte.

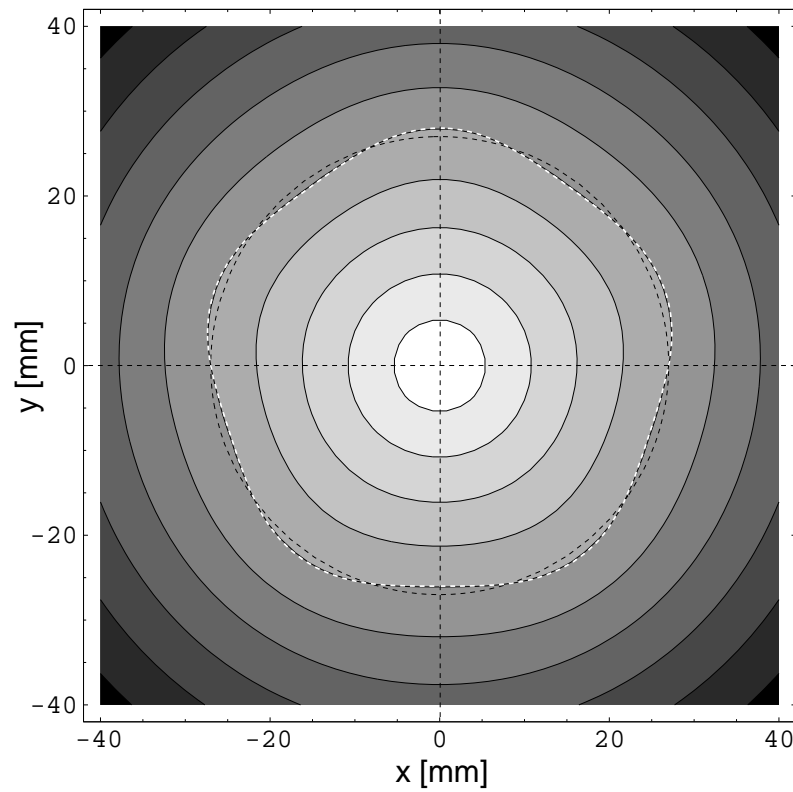


Abb. 5.5: Azimutale Elektronendichteverteilung als Resultat der Driftströmung durch ein elektrostatisches Feld (Lösung der Gl. (5.27)). Hierbei ist  $r_m = 27$  mm,  $m = 5$  und  $\tilde{\phi}_m/E'_{r_{eff}} = -1$  mm. Weiß gestrichelt ist die Driftbahn nach Gl. (5.23) eingezeichnet. Sie stimmt sehr gut mit der entsprechenden Isodensite überein.

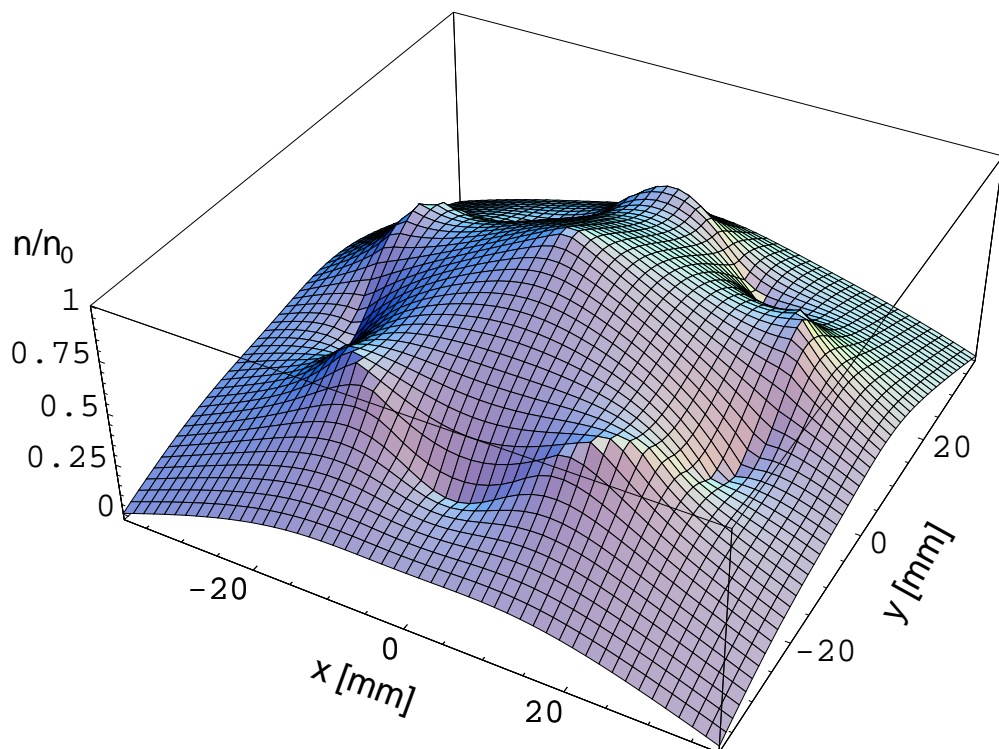


Abb. 5.6: Azimutale Elektronendichteverteilung nach Gl. (5.28) mit  $r_m = 27$  mm,  $m = 5$  und  $\tilde{\phi}_m/E'_{r_{eff}} = -10$  mm (stark übertrieben). Die globale radiale Abnahme der Elektronendichte ist Ausdruck des radialen  $E$ -Feldes.

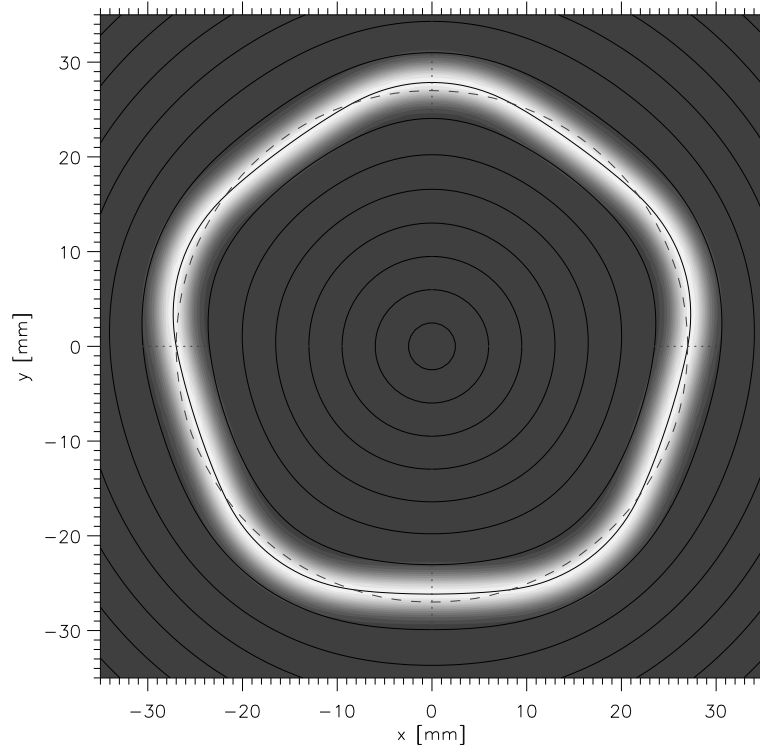


Abb. 5.7: Druck- bzw. Intensitätsverteilung für ein GAUSS-Profil der Breite  $\delta r = 2$  mm, dessen Isobaren sich den Driftflächen anpassen ( $\tilde{r}_m = -1$  mm). Ein Vergleich mit den CCD-Aufnahmen zeigt eine gute Übereinstimmung.

Zur besseren Veranschaulichung der Dichteverteilung zeigt Abb. 5.6 sie räumlich. Dabei wurde  $\tilde{\phi}_m/E'_{eff} = -10$  mm gesetzt, was natürlich übertrieben hoch ist und nicht beobachtet wird. Interessanterweise ist die Lösung (5.28) dem Potential (5.14) sehr ähnlich<sup>10</sup>. Die Phasenverschiebung zwischen Potential und sich ergebender Elektronendichte ist genau  $\pi$ . Dadurch sammeln sich immer mehr Elektronen dort an, wo schon am meisten sind. Negatives Potential und Elektronendichte wachsen immer mehr an (Instabilität). Irgendwann wird aber der vernachlässigte Term  $\frac{1}{qnB_z} \frac{\partial p}{r \partial \theta}$  wichtig und begrenzt die Elektronendichteanhäufung<sup>11</sup>.

## 5.5 Intensitätsverteilung der Driftwellenmode

Mit der im vorigen Abschnitt erhaltenen Lösung für die Elektronendichte (5.28), läßt sich nun leicht die Intensitätsverteilung einer Driftwellenmode berechnen. Am stärksten hängt die Intensität von der Elektronentemperatur ab. Sie entspricht etwa einem GAUSS-Profil an der Stelle  $r/r_0 \approx 1$  (siehe Abb. 4.1, S. 65). Da die Temperatur (Energie) an die Elektronen gebunden ist, driftet sie mit ihnen mit und verformt sich genauso wie die Elektronendichte (siehe Abb. 5.5). Die beobachtete Intensitätsverteilung läßt sich deshalb durch ein GAUSS-Profil im Elektronendruck, dessen Isobaren

<sup>10</sup>Die Ladungsdichteverteilung die sich mit Gl. (5.14) zu  $\delta n(r, \theta) = n_i - n_e = \varepsilon_0/e \Delta \Phi_m(r, \theta)$  ergibt, hat eine andere Struktur als die der Elektronendichte (5.28), die sich aus der Kontinuitätsgleichung durch die Driften ergibt, welche ja erst durch  $\Phi_m(r, \theta)$  hervorgerufen werden.

<sup>11</sup>Der nächste Schritt sollte eine zeitabhängige Behandlung des Problems sein, sowie die Verwendung eines den Messungen entsprechenden radial variierenden  $E_r$ -Feldes. Auch der Einfluß der Ionen muß noch berücksichtigt werden.

den Elektronendriftbahnen  $r'(\theta) = r_m - \tilde{r}_m \sin(m\theta)$  folgen

$$p_e(r, \theta) = p_{e0} \exp \left[ \left( \frac{r - r'(\theta)}{\delta r} \right)^2 \right], \quad (5.31)$$

beschreiben. Das ringförmige Plasma wird durch die elektrostatische Driftwelle azimuthal periodisch deformiert. Abbildung 5.7 zeigt die sich damit ergebende Druck- bzw. Intensitätsverteilung des Plasmas für eine angenommene Profillbreite von  $\delta r = 2 \text{ mm}$ . Sie sieht den CCD-Aufnahmen in Abb. 4.20 (S. 85) sehr ähnlich. Die Rotation der Struktur ergibt sich durch die ständige Umverteilung des Plasmas bei der Drift in den selbstkonsistenten zeitabhängigen Feldern.

## 5.6 Selbstkonsistentes Potential

Mit dem einfachen Ansatz (5.14) für das Potential der Driftwelle gelang es im vorletzten Abschnitt einen analytischen Ausdruck für die sich dazu entsprechend einstellende Elektronendichte (5.28) zu finden. Elektronendichte und Potential sind aber nicht selbstkonsistent gemäß der POISSON-Gleichung (5.32). Außerdem wurde die Ionendichte  $n_i$  bisher nicht berücksichtigt. Für sie kann (siehe Fußnote 4, S. 97) eine linearisierte BOLTZMAN-Relation (5.35) angenommen werden ( $\bar{n}_e$ -mittlere Elektronendichte,  $T_i$ -Iontemperatur). Die Ausgangsgleichungen lauten somit

$$\Delta \Phi = -\frac{e}{\epsilon}(n_i - n_e) \quad (5.32)$$

$$\vec{v}_e = \frac{-\nabla \Phi \times \vec{B}}{B^2} \quad (5.33)$$

$$\vec{v}_e \cdot \nabla n_e = 0 \quad (5.34)$$

$$n_i \simeq \bar{n}_e \left( 1 - \frac{e\Phi}{k_B T_i} \right). \quad (5.35)$$

Gleichung (5.34) ist identisch mit Gl. (5.26). Das selbstkonsistente Potential  $\Phi(r, \theta)$  ergibt sich durch Elimination aller anderen Größen. Aus Gl. (5.32) folgt durch Anwendung von  $\vec{v}_e \cdot \nabla$

$$\vec{v}_e \cdot \nabla^3 \Phi = -\frac{e}{\epsilon}(\vec{v}_e \cdot \nabla n_i - \underbrace{\vec{v}_e \cdot \nabla n_e}_{=0, (5.34)}) \quad (5.36)$$

$$\Leftrightarrow \vec{v}_e \cdot \left( \nabla^3 \Phi + \frac{e}{\epsilon} \nabla n_i \right) = 0 \quad (5.37)$$

$$\stackrel{(5.33)}{\Leftrightarrow} (\nabla \Phi \times \vec{B}) \cdot \left( \nabla^3 \Phi + \frac{e}{\epsilon} \nabla n_i \right) = 0 \quad (5.38)$$

$$\stackrel{(5.35)}{\Leftrightarrow} (\nabla \Phi \times \vec{B}) \cdot (\nabla^3 \Phi - c_0 \nabla \Phi) = 0 \quad (5.39)$$

$$\Leftrightarrow (\nabla \Phi \times \vec{B}) \cdot \nabla (\Delta \Phi - c_0 \Phi + c_1) = 0, \quad (5.40)$$

wobei zur Vereinfachung  $\nabla \bar{n}_e = 0$  angenommen wurde und  $c_0 := \frac{e^2 \bar{n}_e}{\epsilon k_B T_i} = \frac{1}{2\lambda_{Di}^2}$  bzw.  $\vec{B} := (0, 0, B_z)$  ist<sup>12</sup>. Wird Gl. (5.40) in Zylinderkoordinaten ausgeschrieben, ergibt sich ein relativ unhandlicher Ausdruck, der nur schwer zu lösen ist. Prinzipiell sollte seine Lösung aber das selbstkonsistente Potential ergeben. Anschließend können dann die dazugehörige Elektronen- und Ionendichte berechnet werden, die sich aber qualitativ nur unwesentlich von Gl. (5.28) unterscheiden sollten.

<sup>12</sup>Würde der „Operator“  $(\nabla \Phi \times \vec{B}) \cdot \nabla$  in Gl. (5.40) weggelassen, so ergäbe sich eine Differentialgleichung vom HELMHOLTZ-Typ:  $\Delta \Phi - c_0 \Phi + c_1 = 0$  (siehe z.B. [Arf85]). Deren Lösung wäre aber nur eine triviale Lösung von Gl. (5.40).

## 5.7 Dispersionsrelation der Ionendriftwelle

Die Herleitung der Dispersionsrelation der Ionendriftwelle orientiert sich an dem Rechengang für die Elektronendriftwelle (siehe Abschnitt 1.3.1.1, S. 10). Im Prinzip braucht nur die BOLTZMANN-Relation für die Elektronen (1.13), aus den bereits diskutierten Gründen, durch die für die Ionen (5.35) ersetzt zu werden ( $n_0 := \bar{n}_e$ )

$$\frac{n_1}{n_0} = -\frac{e\phi_1}{k_B T_i} . \quad (5.41)$$

Da die Dichte- und die Potentialstörung ein entgegengesetztes Vorzeichen haben, sind sie genau um  $\pi$  gegeneinander phasenverschoben. Durch die sich entwickelnde periodische Potentialstörung entsteht ein periodisches elektrisches Feld  $E_{1y}$ , welches hier aber um  $\pi/2$  gegen  $n_1$  phasenverschoben ist. Dieses führt zu einer senkrechten Driftgeschwindigkeit von (ebene Geometrie)

$$v_{1x} = \frac{E_{1y}}{B_z} = \frac{-ik_y \phi_1}{B_z} . \quad (5.42)$$

Für die Dichtestörung ergibt sich aus der Kontinuitätsgleichung näherungsweise (alle anderen Terme sind klein bzw. Null)

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = -i\omega n_1 = -v_{1x} \frac{\partial n_0}{\partial x} . \quad (5.43)$$

Einsetzen von (5.41) und (5.42) in (5.43) ergibt nach Umstellung die Dispersionsrelation der *Ionen-driftwelle*<sup>13</sup>

$$\omega = k_y v_{D_i} \quad (5.44)$$

deren Phasengeschwindigkeit

$$v_{ph_y} = \frac{\omega}{k_y} = v_{D_i} = \frac{k_B T_i}{e B_z} \frac{1}{n_0} \frac{\partial n_0}{\partial x} \quad (5.45)$$

gleich der *diamagnetischen Ionendriftgeschwindigkeit*  $v_{D_i}$  ist. Existiert ein senkrechtes elektrisches Feld  $E_x$ , so muß die dadurch bewirkte Driftgeschwindigkeit zur diamagnetischen Ionendriftgeschwindigkeit hinzuaddiert werden. Mit der Gesamtdriftgeschwindigkeit der Ionen  $v_{y_i} = v_{D_i} + v_{E_x}$  lautet die Dispersionsrelation der Ionendriftwelle dann

$$\omega = k_y v_{y_i} . \quad (5.46)$$

Ausgedrückt in Zylinderkoordinaten ( $\omega = k_\theta v_{\theta_i}$ ) entspricht dies genau dem experimentell beobachteten Zusammenhang von  $v_{ph_\theta} \approx v_{\theta_i}$  (siehe Gl. (4.29), S. 96). Die beobachteten Driftwellen sind also Ionendriftwellen<sup>14</sup>.

Da sich aus Gl. (5.44)  $Im(\omega) = 0$  ergibt, beschreibt sie nur die rein oszillatorische Ionendriftwelle konstanter Amplitude. Instabiles Wachstum tritt nur dann auf, wenn die Phasenverschiebung zwischen Dichte- und Potentialstörung kleiner als  $\pi$  ist

$$\Delta\varphi(n_1, \phi_1) = \varphi(n_1) - \varphi(\phi_1) < \pi , \quad (5.47)$$

da nur dann Dichte dort hinzukommt, wo bereits überdurchschnittlich viel ist. Die Phasengeschwindigkeit liegt dann leicht oberhalb der Ionendriftgeschwindigkeit ( $v_{ph_\theta} > v_{\theta_i}$ ).

Als ein weiterer Beleg für die dargestellten Eigenschaften der Ionendriftwelle kann die gemessene Phasenverschiebung zwischen Ionensättigungsstrom- und Floatingpotentialfluktuationen  $\Delta\varphi(\tilde{I}_{sat_i}, \tilde{U}_{fl}) := \varphi(\tilde{I}_{sat_i}) - \varphi(\tilde{U}_{fl}) \approx \Delta\varphi(n_1, \phi_1)$ , welche Abb. 5.8 in Abhängigkeit von der Frequenz

<sup>13</sup>Ähnliche Betrachtungen, die zum gleichen Resultat führen, sind in [D'A63a, Che64] zu finden.

<sup>14</sup>Es sind keine Ionenzyklotronwellen, da diese einen „Cut-off“ bei der Ionenzyklotronfrequenz besitzen ( $\omega = \sqrt{\omega_{ci}^2 + (k_\perp c_s)^2}$ ), was nicht beobachtet wird. Im übrigen stellen sie alleine genommen auch noch keine Instabilität dar; sondern nur Wellen.



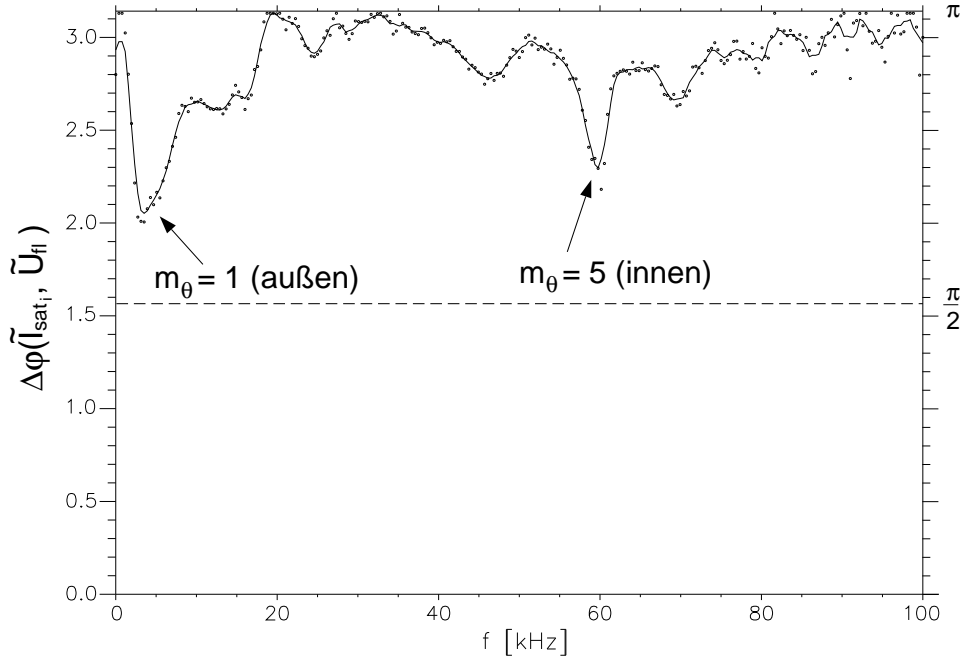


Abb. 5.8: Phasenverschiebung  $\Delta\varphi(\tilde{I}_{sat_i}, \tilde{U}_{fl}) \approx \Delta\varphi(n_1, \phi_1)$  zwischen Ionensättigungsstrom- und Floatingpotentialfluktuationen in Abhängigkeit von der Frequenz. Bei den Modenfrequenzen (insb. bei 5 und 60 kHz) ist die Abweichung von  $\pi$ , und somit die Instabilität, besonders groß.

zeigt, angesehen werden. Die Messung fand in einem Kryptonplasma statt (Regime siehe Tab. 4.1, S. 62). Sie zeigt sehr schön, daß bei den Modenfrequenzen  $f_1^{\text{außen}} = 5 \text{ kHz}$  und  $f_5^{\text{innen}} = 60 \text{ kHz}$  die Abweichung von  $\pi$ , und somit die Instabilität, besonders groß ist. Dies steht auch in guter Übereinstimmung damit, daß sie die jeweils größte Amplitude am Innen- bzw. Außengradienten besitzen (vergl. Abb. 4.8, S. 73 bzw. Abb. 4.12, S. 77).

Allerdings sollte diese Messung mit einiger Vorsicht betrachtet werden. Zuerst ergaben sich nämlich nur negative Phasenverschiebungen, was nicht sein kann, da dann keine Instabilität vorliegen würde (siehe Abb. 5.9). Um den dargestellten Verlauf der Phase zu erhalten, mußte ein Wert von  $\pi$  hinzuaddiert bzw. das Vorzeichen von  $I_{sat_i}$  umgekehrt werden. Trotz Überprüfung aller potentiellen Fehlerquellen für eine Vorzeichenvertauschung (Meßaufbau, Software, etc.), ist der eigentliche Grund dafür bisher nicht ganz klar<sup>15</sup>. Da aber die Phasenverschiebung zwischen Dichte und Potential gerade der „Fingerabdruck“ des Instabilitätsprozesses bzw. der Ladungstrennungsdynamik ist, sollte sie zukünftig nochmal genauer untersucht werden. Die hier dargestellte Messung zeigt aber jedenfalls, daß bei den Modenfrequenzen interessante Effekte in der Phasenverschiebung auftreten, denn der relative Verlauf der Phase ist garantiert richtig. Interessant wäre die Analyse des sich daraus ergebenden „Transportleistungsspektrums“ (Beitrag jeder Frequenzkomponente, entsprechend Amplitude und Phase, zum fluktuationsinduzierten Transport.).

## 5.8 Klassifikation der Driftwellentypen

Die Elektronendriftwelle (EDW), die Flute-Mode (FM) und die Ionendriftwelle (IDW) lassen sich mit der Phasenverschiebung zwischen Dichte- und Potential<sup>16</sup> ( $\Delta\varphi(n, \phi)$ ) als Ordnungsparameter zu

<sup>15</sup>Wahrscheinlich sind die Temperaturfluktuationen nicht vernachlässigbar und haben einen großen Einfluß auf die Phasenlage der Floatingpotentialfluktuationen. Da es sich um eine konvektive Instabilität handelt, sollte die Phasenverschiebung zwischen Dichte- und Temperaturfluktuationen Null sein. Damit würden starke Temperaturfluktuationen eine Phasenverschiebung von  $\Delta\varphi(\tilde{I}_{sat_i}, \tilde{U}_{fl}) \approx 0$  erzwingen.

<sup>16</sup>Auf den Hinweis, daß die Störungen gemeint sind, wird im weiteren verzichtet.

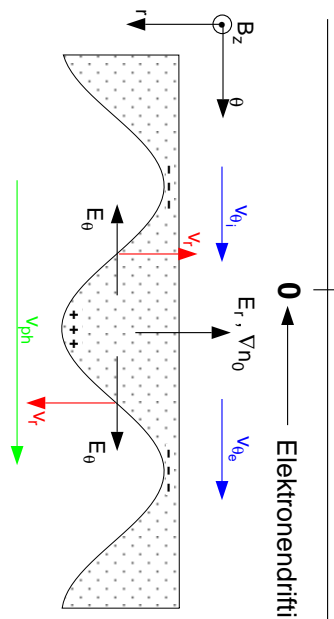
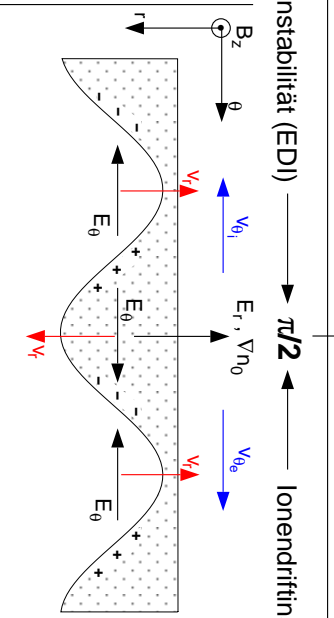
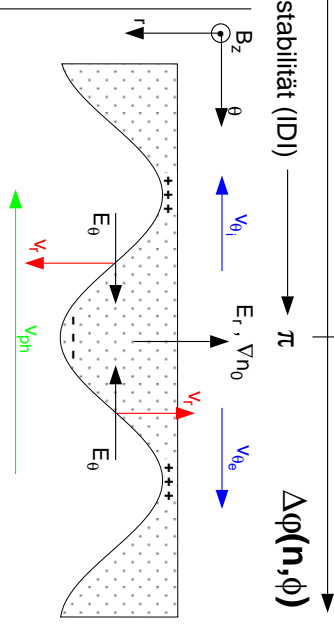
Driftinstabilität		
Elektronendriftwelle (EDW)	Fluteinstabilität (FI) bzw. Austauschinstabilität (AI)	Ionendriftwelle (IDW)
$0 \longleftrightarrow \text{Elektronendriftinstabilität (EDI)} \xrightarrow{\pi/2} \text{Ionendriftinstabilität (IDI)} \xrightarrow{\pi} \Delta\varphi(n, \phi)$		
		
$v_{ph} = v_{\theta e}$ $v_{\theta i} E_r = v_{\theta e} E_r$	<i>Azimutale Geschwindigkeiten</i> $v_{\theta e} > v_{ph} > \frac{1}{2} (v_{\theta i} + v_{\theta e})$ $v_{ph} = \frac{1}{2} (v_{\theta i} + v_{\theta e})$ $v_{\theta i} E_r < v_{\theta e} E_r$	$v_{ph} = v_{\theta i}$ $v_{\theta i} E_r < v_{\theta e} E_r$
$T_i = 0$ $k_{\theta i} g_i = 0$	<i>Endliche Ionengyroradieneffekte</i> $0 < T_i \ll T_e$ $k_{\theta i} g_i \ll 1$	$T_i \leq T_e$ $k_{\theta i} g_i \approx 1$
$\Delta\varphi(n, E_{\theta}) = -\frac{\pi}{2}$ $\Delta\varphi(n, v_r) = -\frac{\pi}{2}$ $\bar{\Gamma}_r = \langle n v_r \rangle_t = 0$	<i>Radialer Nettotransport</i> $\Delta\varphi(n, E_{\theta}) = 0$ $\Delta\varphi(n, v_r) = 0$ $\bar{\Gamma}_r = \langle n v_r \rangle_t = +1$	$\Delta\varphi(n, E_{\theta}) = +\frac{\pi}{2}$ $\Delta\varphi(n, v_r) = +\frac{\pi}{2}$ $\bar{\Gamma}_r = \langle n v_r \rangle_t = 0$
KIWI [Kli91, Lat95, ...]	<i>Experimentelle Beobachtung</i> W7-AS Randschicht [End94, The97]	PSI-1, 2 H-Mode ?

Abb. 5.9: Klassifikation der Driftwellen und -instabilitäten.

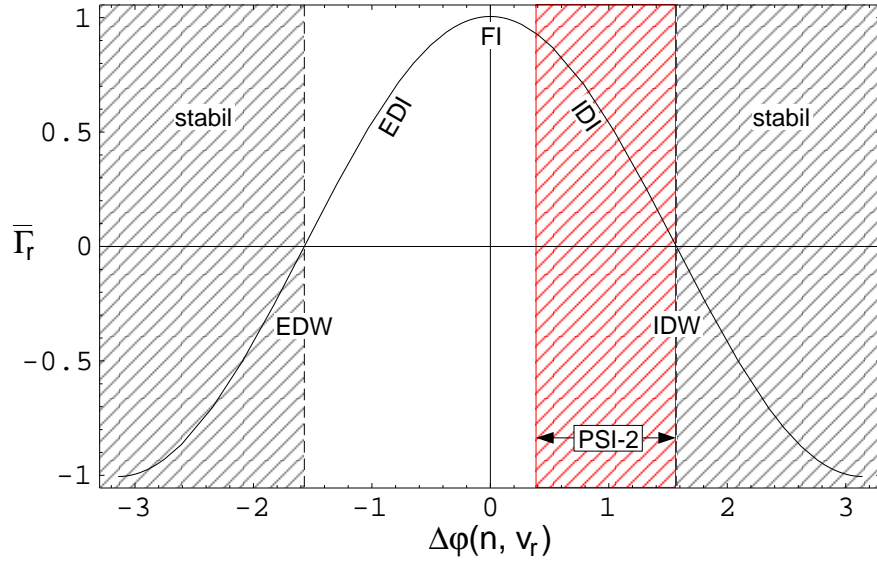


Abb. 5.10: Mittlerer radialer fluktuationsbedingter Teilchenfluß ( $\bar{\Gamma}_r$ ) in Abhängigkeit von der Phasenverschiebung zwischen Dichte und radialer Driftgeschwindigkeit ( $\Delta\varphi(n, v_r)$ ). Bei der Fluteinstabilität (FI) erreicht er sein Maximum.

einem übersichtlichen Schema zusammenfassen (siehe Abb. 5.9). Instabiles Wachstum tritt nur dann auf, wenn die Phasenverschiebung zwischen Dichte und Potential im Intervall  $0 < \Delta\varphi(n, \phi) < \pi$  liegt. Liegt sie im Intervall  $0 < \Delta\varphi(n, \phi) < \pi/2$ , so handelt es sich um die Elektronendriftinstabilität (EDI), bei  $\Delta\varphi(n, \phi) = \pi/2$  um die Fluteinstabilität (FI) und bei  $\pi/2 < \Delta\varphi(n, \phi) < \pi$  um die Ionendriftinstabilität (IDI).

In einem realen Plasma treten immer alle drei Instabilitätsmechanismen gleichzeitig auf. Von ihrem Anwachsatenverhältnis hängt ab, welche dominiert und wie groß letztlich die resultierende beobachtbare Phasenverschiebung, Phasengeschwindigkeit und Amplitude in Abhängigkeit von der Frequenz ist. Die resultierende Erscheinungsform der Driftinstabilität wird vor allem durch die endlichen Ionengyoradieneffekte bestimmt. Sind diese nur sehr klein ( $T_i \rightarrow 0$ ), so dominiert die EDI ( $\Delta\varphi \approx 0$ , KIWI [Kli91, Lat95]). Mit zunehmender Ionentemperatur nehmen die endlichen Ionengyoradieneffekte immer mehr zu, was eine immer weitere Abnahme der Ionendriftgeschwindigkeit im radialen  $E$ -Feld (bzw. grad  $B$ - und Krümmungsdrift) gegenüber der der Elektronen bewirkt. Die Anwachsrate der FI und die Phasenverschiebung zwischen Dichte und Potential nehmen zu ( $\Delta\varphi \rightarrow \pi/2$ , W7-AS [End94, The97]). Werden die endlichen Ionengyoradieneffekte schließlich so groß, daß die Ionendichte nicht mehr durch die Driften beschrieben werden kann, sondern nur noch durch die BOLTZMANN-Relation (kleiner Hallparameter  $h_{ii}$ , schlechte Magnetisierung), so fängt die IDI an sich durchzusetzen ( $\Delta\varphi \rightarrow \pi$ , PSI-1/2, H-Mode?).

Abbildung 5.10 zeigt den mittleren radialen fluktuationsbedingten Teilchenfluß

$$\begin{aligned}
 \bar{\Gamma}_r(\Delta\varphi) &:= \langle n(\omega t + \Delta\varphi) v_r(\omega t) \rangle_t \\
 &= \langle n(\omega) v_r(\omega) \rangle_t \cdot \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T}^T \sin(\omega t + \Delta\varphi) \sin(\omega t) dt \\
 &\simeq \overline{nv_r} \cdot \cos \Delta\varphi
 \end{aligned} \tag{5.48}$$

in Abhängigkeit von der Phasenverschiebung zwischen Dichte und radialer Driftgeschwindigkeit ( $\Delta\varphi(n, v_r) := \varphi(n) - \varphi(v_r) = \Delta\varphi(n, \phi) - \pi/2$ ,  $v_r := E_\theta/B_z$ ). Während die EDW und die IDW keinen radialen Nettotransport bewirken, ist er bei der FI maximal. Interessant wäre nun, systematisch zu überprüfen, ob sich mit zunehmender Ionentemperatur die Phasendifferenz immer mehr

in Richtung IDW verschiebt, die IDW also immer mehr stabilisiert wird, und ob dadurch der fluktuationsbedingte radiale Transport wirklich abnimmt. Vielleicht leistet dieser Effekt einen Beitrag zum besseren Verständnis der H-Mode?

## Kapitel 6

# Untersuchung der Diffusion bei einer Argonentladung

Ziel dieses Teils der Arbeit ist es, zu untersuchen, in welchem Maße die Driftwellenturbulenz den radialen Teilchentransport beeinflusst. Ohne jegliche Instabilitäten sollte der radiale Transport durch die klassische Diffusion beschrieben werden können. In diesem Fall, ist der senkrechte Diffusionskoeffizient durch

$$D_{\perp}^{klass} = \frac{1}{2} r_{ge}^2 \nu_{ei} = \frac{m_e k_B T_e}{e^2 B^2} \nu_{ei} = \frac{\sqrt{m_e} e^2 \ln \Lambda}{6 \sqrt{2} \pi^{3/2} \varepsilon_0^2} \frac{n_e}{B^2 \sqrt{k_B T_e}} \quad (6.1)$$

gegeben (vergl. Gl. (2.15), S. 24). Für eine typische Argonentladung mit den Parametern in Tab. 2.1 (S. 22) ergibt er sich zu  $D_{\perp}^{klass} \approx 0.08 \text{ m}^2/\text{s}$ . Durch Vergleich mit einem experimentell bestimmten senkrechten Diffusionskoeffizienten  $D_{\perp}^{exp}$  kann entschieden werden, wie groß der Anteil des fluktuationsinduzierten Senkrechttransports ist.

Zur Bestimmung des radialen Diffusionskoeffizienten eines zylindrischen Plasmas ist es notwendig, an mindestens zwei verschiedenen axialen Orten den radialen Verlauf der Plasmadichte  $n_e(r)$  und die mittlere axiale Plasmaströmungsgeschwindigkeit<sup>1</sup>  $\bar{u}_{z_{pl}}$  zwischen beiden Positionen zu vermessen. Mit der hier verwendeten Methode zur Messung der parallelen Plasmaströmungsgeschwindigkeit (Ausbreitung eines Verunreinigungspulses) ist es außerdem möglich, den parallelen Diffusionskoeffizienten zu bestimmen.

### 6.1 Entladungsregime

Die Untersuchungen wurden im PSI-2 (siehe Abb. 6.1) an einer Argonentladung durchgeführt, deren Parameter in Tab. 6.1 angegeben sind. Damit die Sondenprofile untereinander leichter vergleichbar sind (gleicher Plasmaradius  $r_0$ ) und die parallele Strömungsgeschwindigkeit des Plasmas etwa konstant ist, wurde das Magnetfeld so eingestellt, daß es an beiden Sondenpositionen gleich groß ist und dazwischen so wenig wie möglich variiert (siehe Abb. 6.2).<sup>2</sup>

Das ambipolare elektrische Feld, welches von der Neutralisatorplatte ausgeht, hat keinen Einfluß auf die Plasmaströmungsgeschwindigkeit an den Orten ‘T3’ oder gar ‘T1’, da es längst abgeschirmt ist ( $\lambda_D \lesssim 10 \mu\text{m}$ ).

<sup>1</sup>Da das Plasma ambipolar strömt (kein paralleler elektrischer Nettostrom), ist die mittlere *axiale* Plasmaströmungsgeschwindigkeit identisch mit der Ionen- und Elektronenströmungsgeschwindigkeit  $\bar{u}_{z_{pl}} \equiv \bar{u}_{z_i} \equiv \bar{u}_{z_e}$ . Im folgenden wird für die Fluidströmungsgeschwindigkeiten immer der Buchstabe  $u$  verwendet.

<sup>2</sup>Um den axialen Magnetfeldverlauf noch weiter zu glätten, wäre es notwendig, die Ströme von Spule 3 und 6 zu reduzieren. Dies führt aber zu dem Problem, daß der Plasmaquerschnitt größer als der Dump wird und somit Plasma auf den Rezipienten strömt, welcher sich dadurch gefährlich aufheizt. Eine andere Möglichkeit wäre, die Spulen 4 und 5 über ihrem spezifizierten Nennstrom von 370 A zu betreiben, falls für ausreichende Kühlung gesorgt werden kann.

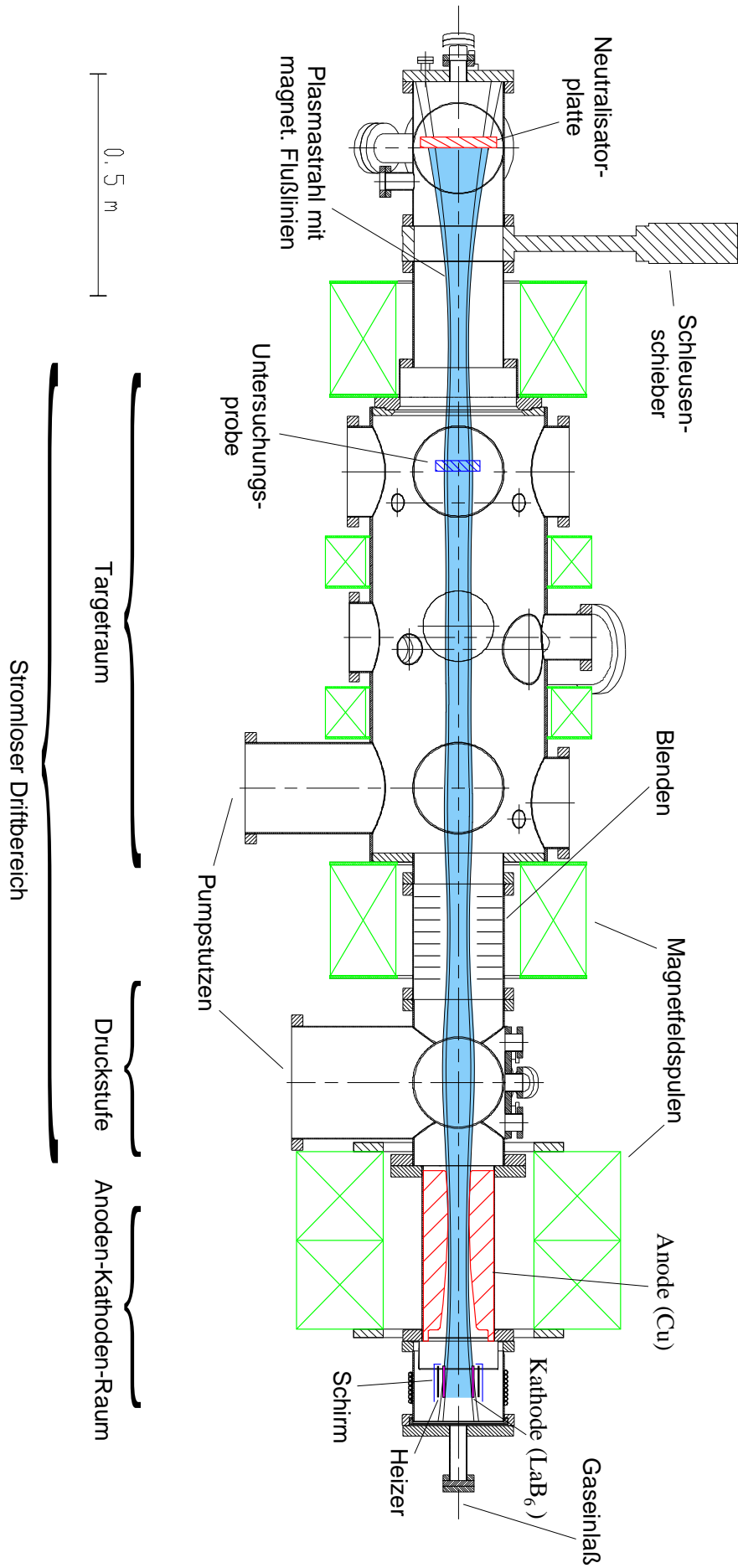


Abb. 6.1: Der Plasmagenerator PSI-2. Die wesentlichen Unterschiede zum PSI-1 (vergl. Abb. 2.1, S. 18) bestehen in den zwei zusätzlichen Magnetfeldspulen (höheres und homogeneres Magnetfeld), in der größeren Targetkammer mit jetzt drei Flanschebenen (mehr Diagnostikports) und in der mit einem vakuumdichten Schieber abtrennbaren Neutralisator-kammer (Einbringung axial verfahrbarer Targets). Entsprechend dem verwendeten Magnetfeldregime (siehe Abb. 6.2) ist die Plasmakontur (blau) entlang den gerechneten magnetischen Flußlinien eingezeichnet. Die Schnittdarstellung des Gefäßes ist maßstabgetreu (CAD-Zeichnung [Rüt99]).

Parameter	Wert
Atomare Masse des Entladungsgases $m_{Ar}$	40 u
Neutralgasdurchfluß $\Phi_0$ ( $1 \text{ sccm} = 4.48 \cdot 10^{17} \text{ s}^{-1}$ )	50 sccm
Entladungsstrom $I_{AK}$	250 A
Entladungsspannung $U_{AK}$	38 V
Kathodenheizstrom $I_H$	170 A
Neutralgasdruck im Kathodenbereich $p_K$	660 mPa
Neutralgasdruck in der Druckstufe $p_D$	43 mPa
Neutralgasdruck im Targetraum $p_T$	22 mPa

Tab. 6.1: Parameter der für die Diffusionsexperimente verwendeten Argonentladung.

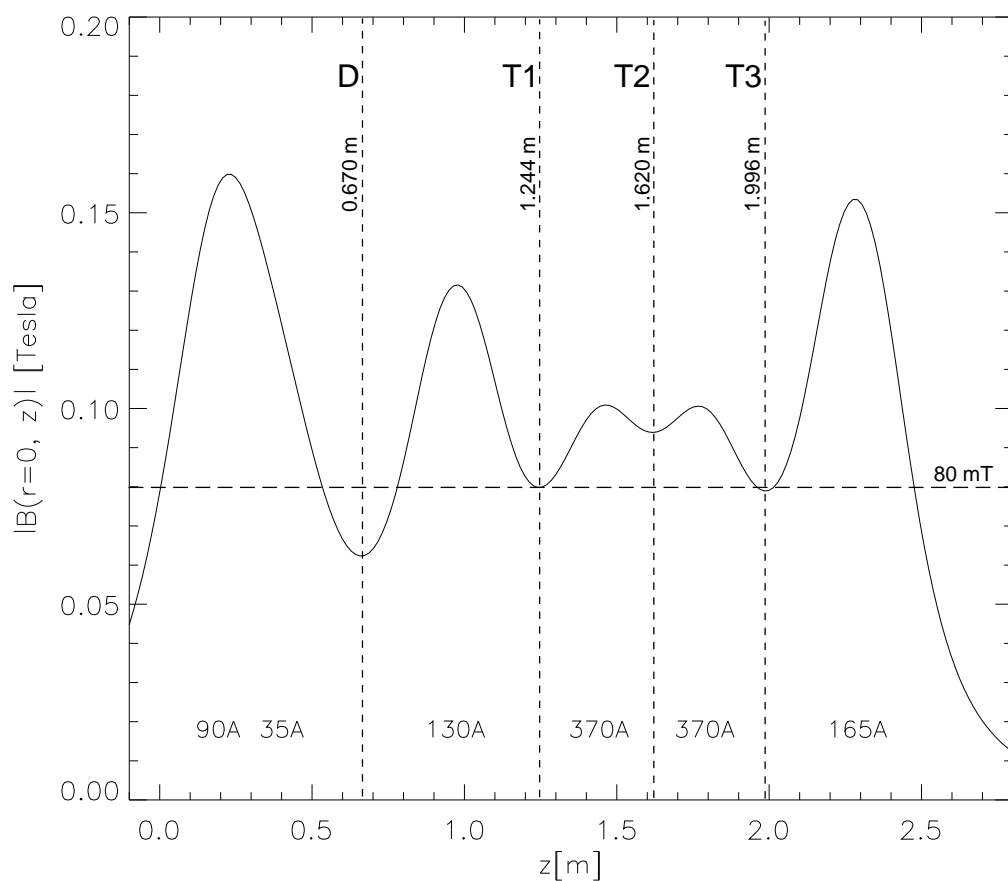


Abb. 6.2: Axialer Magnetfeldverlauf des für die Diffusionsexperimente verwendeten Regimes. Das Magnetfeld wurde so eingestellt, daß es an beiden Sondenpositionen ('T1' und 'T3') gleich groß ist (die Ströme in der Abbildung sind die eingestellten Spulenströme). Der axiale Abstand zwischen beiden Sonden beträgt  $\approx 75$  cm.

## 6.2 Messung der radialen Dichteprofile

Für die Messung der Elektronendichte ( $n_e \equiv n_i$ ) wurden zwei radial verfahrbare LANGMUIR-Doppelsonden verwendet (siehe Abschnitt 3.1.2). Die erste Sonde befindet sich im Targetraum an Position 'T1' ( $z = 1.244$  m), die zweite an Position 'T3' ( $z = 1.996$  m).

Um die Sondenprofile an beiden Positionen miteinander vergleichen zu können, mußte eine exakte radiale Ortszuordnung erfolgen. Deshalb wurde zur Bestimmung der Plasmamitte ( $r = 0$ ) an beiden Positionen das Floatingpotential entlang des gesamten Plasmadurchmessers aufgenommen. Als Plasmamitte wurde die Mitte zwischen den Orten der Floatingpotentialminima des Hohlprofils festgelegt. Diese Eichung wurde mehrmals wiederholt und auch mit Profilen von anderen Entladungsregimen verglichen. Der absolute Fehler in der Ortszuordnung beträgt etwa  $\pm 1$  mm, der relative sollte aufgrund der Linearität des Motors  $\leq 0.5$  mm sein.

Abbildung 6.3 zeigt die gemessenen radialen Profile des Ionensättigungsstroms  $I_{sat_i}$ , der Elektrentemperatur  $T_e$ , der Elektronendichte  $n_e$  und des Elektronendrucks  $p_e = n_e k_B T_e$  für beide Orte. Gut ist die quantitative Abnahme aller Größen im inneren Bereich ( $r \lesssim r_0$ ) zu sehen. Qualitativ ändert sich die Form der Profile nur leicht. An beiden Stellen existiert ein ausgeprägtes Hohlprofil im Elektronendruck, wobei die Elektrentemperatur dazu den größeren Beitrag leistet.

Falls zwischen den beiden Positionen nur die Diffusion maßgeblich ist, es also keine zusätzlichen Teilchenquellen (Ionisation) und -senken (Rekombination) gibt, dann sollte das Integral über die Dichte gleich groß sein, wenn der vermessene radiale Bereich größer als die Diffusionslänge ist. Dazu müssen die axialen Liniendichten

$$N_e(z) = \int_{\theta=0}^{2\pi} \int_{r=0}^{r_{max}} n_e(r) r dr d\theta = 2\pi \sum_{i=0}^{k-1} n_{e_i} r_i (r_{i+1} - r_i) \quad (6.2)$$

an beiden Positionen verglichen werden ( $k$ -Anzahl der Meßpunkte). Die Werte sind der Abb. 6.3 zu entnehmen. Sie bilden ein Verhältnis von

$$\frac{N_e(T3)}{N_e(T1)} = \frac{2.01 \cdot 10^{16} m^{-1}}{2.04 \cdot 10^{16} m^{-1}} = 0.985 . \quad (6.3)$$

Zwischen Position 'T1' und 'T3' (Weg  $\approx 75$  cm) gehen also weniger als 2% der Plasmateilchen verloren. Damit ist obige Bedingung hinreichend gut erfüllt und die radiale Diffusion kann betrachtet werden. Allerdings wird dafür noch die parallele Strömungsgeschwindigkeit des Plasmas benötigt.

Eine obere Abschätzung für die mittlere parallele Plasmaströmungsgeschwindigkeit  $\bar{u}_{z_{pl}}$ , ergibt sich aus der Erhaltung des Gesamtneutralgasdurchflusses  $\Phi_{0_{ges}}$  (welcher durch die Kathode einge-lassen wird)

$$\Phi_{0_{ges}} = \Phi_0(z) + \Phi_{pl}(z) = \Phi_0(z) + \bar{u}_{z_{pl}}(z) N_e(z) , \quad (6.4)$$

wobei  $\Phi_0(z)$  der Neutralgasfluß an der Stelle  $z$  ist. Er ist nicht genau bekannt. Wird er Null gesetzt, so ergibt sich die maximal mögliche mittlere Strömungsgeschwindigkeit des Plasmas an der Position  $z$  zu

$$\bar{u}_{z_{pl}}^{max}(z) = \frac{\Phi_{0_{ges}}}{N_e(z)} . \quad (6.5)$$

Mit  $\Phi_{0_{ges}} = 50 \text{ sccm} = 2.24 \cdot 10^{19} \text{ s}^{-1}$  und den Werten von  $N_e$  aus Abb. 6.3 strömt das Plasma an den Positionen der Sonden also maximal mit

$$\bar{u}_{z_{pl}}^{max} \approx 1100 \text{ m/s} . \quad (6.6)$$

Dies ist ein radial gemittelter Wert. Die Geschwindigkeit im Kernbereich des Plasmas  $0 \leq r/r_0 \lesssim 1$ , wird sicherlich über dem Mittelwert liegen, die im Außenbereich darunter.



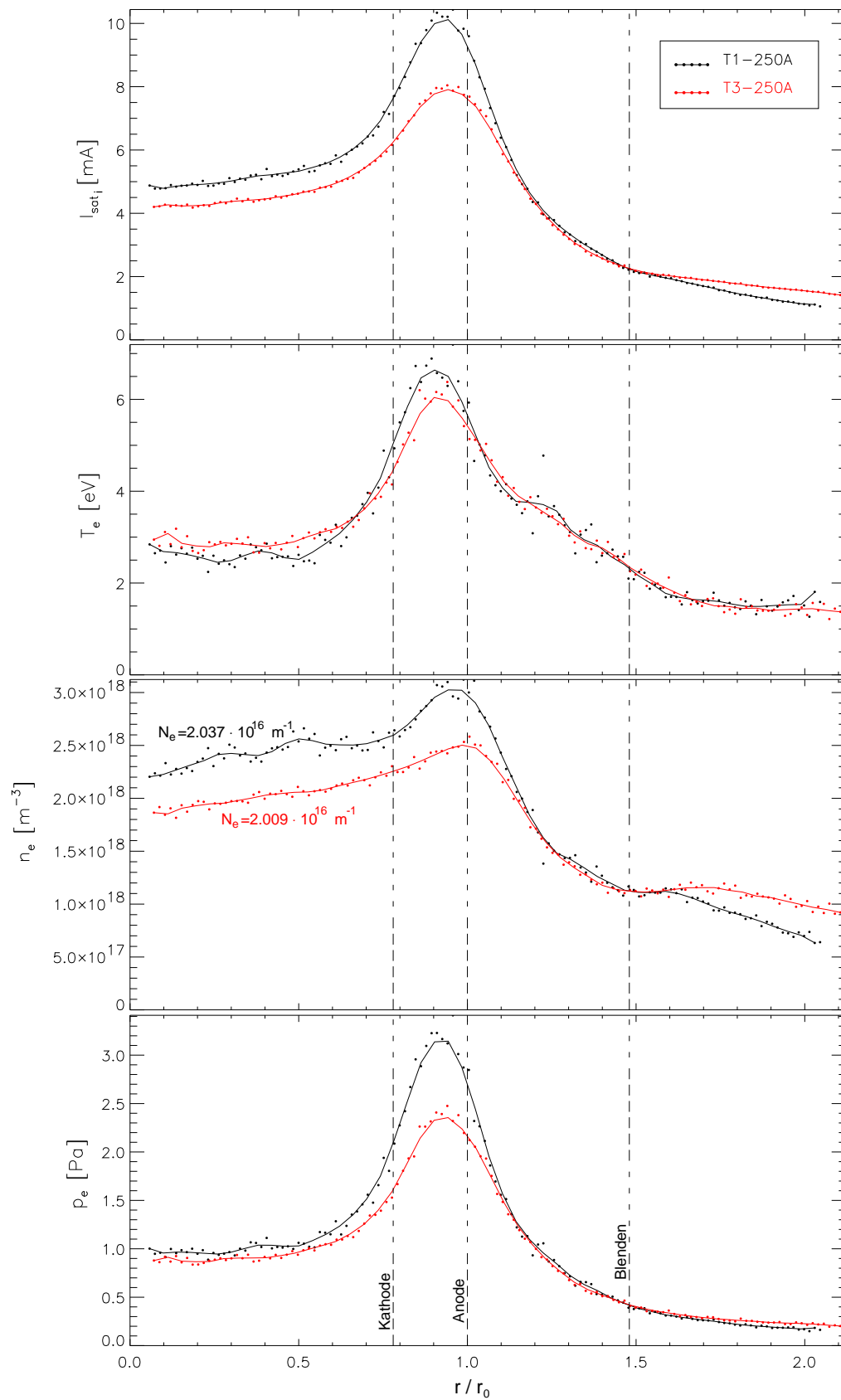


Abb. 6.3: Radiale Profile von  $I_{sat,i}$ ,  $T_e$ ,  $n_e$  und  $p_e$  des Entladungsregimes aus Tab. 6.1, an den axialen Positionen 'T1' und 'T3' ( $r_0 \approx 31$  mm). Die Messung erfolgte mit Doppelsonden. Die originalen Meßdaten sind durch Punkte dargestellt, während die durchgezogenen Linien durch Glättung entstehen. Mit  $N_e$  bezeichnet sind die integralen Dichten, welche sich aus Gl. (6.2) ergeben. Sie unterscheiden sich nur geringfügig an beiden Positionen, was Teilchenzahlerhaltung bedeutet. Innen nimmt die Teilchenzahl ab, außen zu.

### 6.3 Messung der parallelen Strömungsgeschwindigkeit

Bereits in früheren Arbeiten [Sch97, Jen98b] erfolgte die Messung der parallelen Strömungsgeschwindigkeit der Ar II-Ionen mittels laserinduzierter Fluoreszenz (LIF). Mit LIF wird orts aufgelöst die Geschwindigkeitsverteilung der Ionen mittels eines durchstimmbaren Lasers über den longitudinalen Dopplereffekt abgetastet. Aus der Breite der Resonanzlinie des angeregten metastabilen Niveaus läßt sich die Ionentemperatur berechnen und aus ihrer Verschiebung die Strömungsgeschwindigkeit. Die so ermittelten parallelen Strömungsgeschwindigkeiten lagen im Bereich von  $u_{z_{pl}} = 500 \dots 2000 \text{ m/s}$  (je nach Regime) in Richtung auf die Endplatte zu.

Da die für LIF notwendigen durchstimmbaren Farbstofflaser sehr sensibel sind und viel Wartung und Justage benötigen, ist LIF keine Diagnostik die „einfach nur eingeschaltet“ wird. Weiterhin sind die Messungen relativ zeitaufwendig, da pro Wellenlängenschritt über viele Laserpulse gemittelt werden muß, weil der Signal-Rausch-Abstand sehr klein ist<sup>3</sup>. Daher kam die Frage auf, ob nicht eine einfachere Methode die für die Untersuchung der Diffusion benötigte mittlere parallele Strömungsgeschwindigkeit (ohne radiale Auflösung) liefern könnte. Eine solche Methode ist die Messung der parallelen Ausbreitung eines Gaspulses (siehe z.B. [Fus92]).

Um den Gaspuls spektral trennen zu können, wurde Krypton als Verunreinigung in eine Argonentladung eingeblasen. Günstig ist, daß Krypton eine kleinere Ionisationsenergie als Argon besitzt ( $E_{ion_{Ar}} = 15.7 \text{ eV}$ ,  $E_{ion_{Kr}} = 14.0 \text{ eV}$ ), was eine ausreichende Ionisationsrate ergibt<sup>4</sup>. Mit der Annahme, daß die Kryptonionen innerhalb weniger Zentimeter durch Stöße von der Argonplasmaströmung mitgenommen werden, kann über sie die Plasmaströmungsgeschwindigkeit gemessen werden.

#### 6.3.1 Experimentbeschreibung

Mit einem Vakuumvordruck von 4 bar, wird über ein Piezoventil ein Kryptonneutralgaspuls in das Plasma an der Position ‘D’ (siehe Abb. 6.4) injiziert. Die Dauer des angelegten Spannungspulses von 100 V beträgt  $250 \mu\text{s}$ . Mit einem Spektrometer wird nun an den Beobachtungspositionen ‘T1’, ‘T2’ und ‘T3’, der Zeitverlauf der Emissionslinien der Kr II-Ionen aufgezeichnet.

Um die Störung der Argonentladung insgesamt klein zu halten, sind keine längeren Pulse als  $250 \mu\text{s}$  möglich (bei festem Vordruck und Pulsspannung). Dadurch sind aber auch die Intensitäten der Kr II-Linien relativ klein. Deshalb ist es notwendig, mehrere Spektren von aufeinanderfolgenden Pulsen auf dem CCD-Chip zu akkumulieren, bevor er ausgelesen wird.<sup>5</sup>

Da das eingeblasene Krypton noch nach mehreren 100 ms im Plasma nachweisbar ist (siehe Abb. 6.5), wurde eine Pulsfrequenz von 2 Hz gewählt, damit vor jedem neuen Puls die Kr II-Intensität auf Null zurückgehen kann. Um den Zeitverlauf des Kr II-Pulses an einem festen Beobachtungsort abzutasten, wird mit einem ‘Delay Generator’ die Zeitverzögerung zum Ventilimpuls in Schritten von  $250 \mu\text{s}$  durchgefahren. Von ihm wird ein ‘Pulse Generator’ getriggert, der einen Spannungspuls von  $-200 \text{ V}$  der Breite  $250 \mu\text{s}$  erzeugt, mit dem der Bildverstärker der CCD-Kamera geschaltet wird. Dadurch wird sichergestellt, daß nur Licht im entsprechenden Zeitfenster akkumuliert wird.

Die Integrationszeit für ein Spektrum bei festem Zeitdelay betrug 30 s. Je Zeitschritt wurden also jeweils 60 Einzelspektren auf dem CCD-Chip akkumuliert. Bei diesen relativ langen Belichtungszeiten, ist es unbedingt notwendig, den thermischen Untergrund des CCD-Chips abzuziehen. Abbildung 6.6 zeigt das so gemessene quasi-zeitaufgelöste Spektrum.

<sup>3</sup>Elektronenstöße regen das verwendete metastabile Niveau ebenfalls an; Erhöhung der Laserpulsenergie führt schnell zur Sättigungsverbreiterung.

<sup>4</sup>He und Ne sind ungeeignet, da hier  $E_{ion} > 20 \text{ eV}$  ist.

<sup>5</sup>Würden die Spektren einzeln ausgelesen und im Nachhinein addiert, so wäre jedes Einzelspektrum mit dem unvermeidbaren Ausleserauschen behaftet, und das Spektrum würde im Rauschen untergehen.

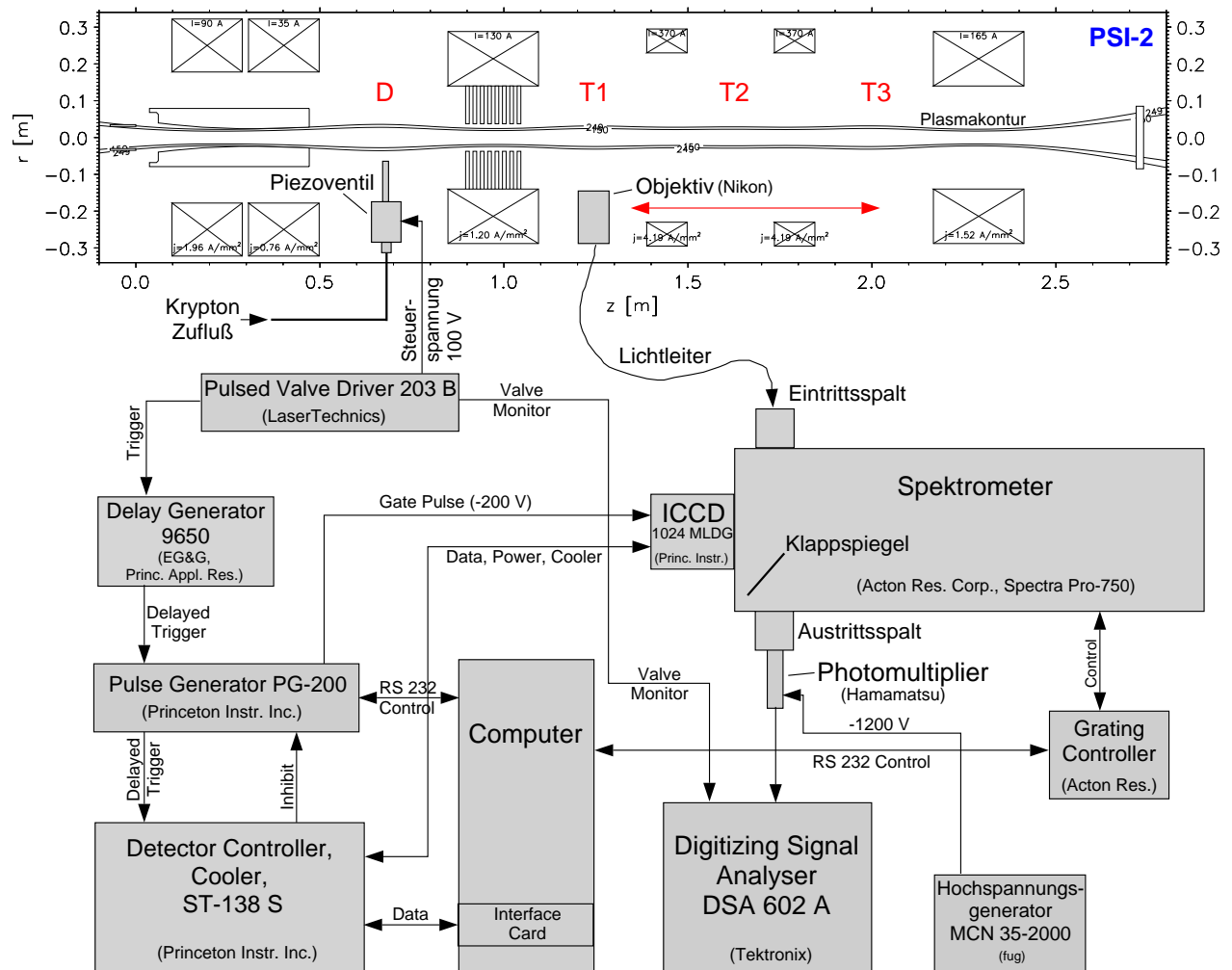


Abb. 6.4: Experimenteller Aufbau zur Messung der parallelen Ausbreitung eines Kr II-Verunreinigungspulses. Mittels des Klappspiegels im Spektrometer kann zwischen zwei komplementären Meßmethoden umgeschaltet werden. Entweder kann ein Spektrum zu bestimmten Zeiten (CCD-Mode) oder der Zeitverlauf einer Spektrallinie (PM-Mode) gemessen werden.

Zur direkten Zeitauflösung einer Spektrallinie ist es möglich, mittels eines Klappspiegels im Spektrometer den Strahlengang so zu ändern, daß das Licht vom Gitter auf einen Photomultiplier trifft, welcher am Austrittsspalt sitzt. Durch die hohe Wellenlängenauflösung des Spektrometers von ca. 50 pm (Gitter mit 1800 Strichen/mm) dient es gewissermaßen als Ersatz für einen sehr schmalbandigen Interferenzfilter, welches zudem noch den Vorteil hat, durchstimmbar zu sein. Derart aufgenommene Zeitverläufe einer Kr II-Linie werden im folgenden zur Bestimmung der parallelen Strömungsgeschwindigkeit und des parallelen Diffusionskoeffizienten verwendet.

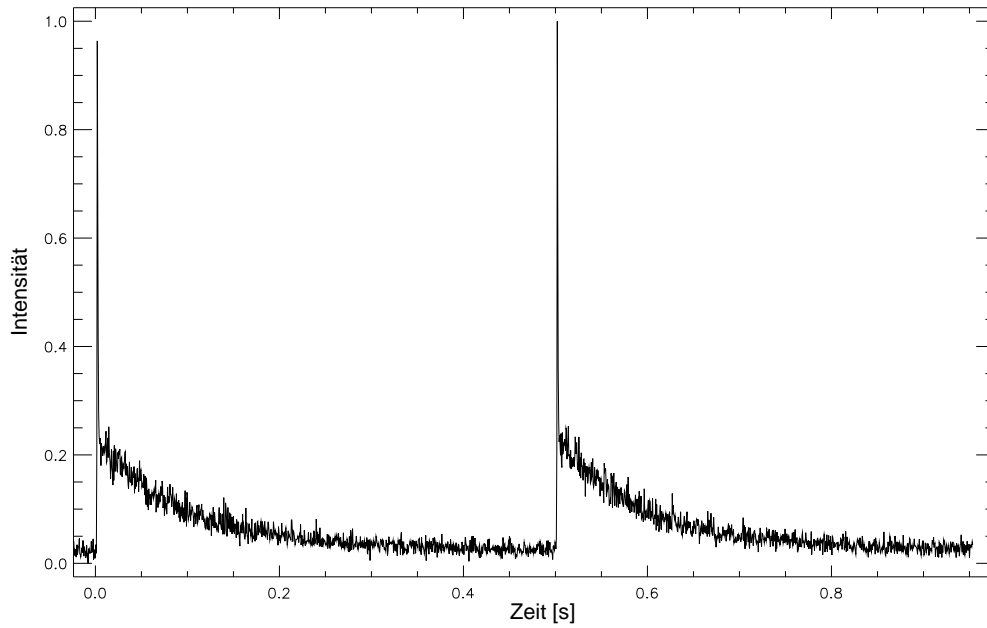


Abb. 6.5: Zeitlicher Verlauf der Intensität der Kr II Linie bei  $\lambda = 473.9 \text{ nm}$ , gemessen mit dem Photomultiplier am Spektrometerraustrittsspalt. Es dauert mehrere 100 ms bis das Krypton aus der Entladung abgepumpt ist. Deshalb wurde eine Pulsfrequenz von etwa 2 Hz gewählt.

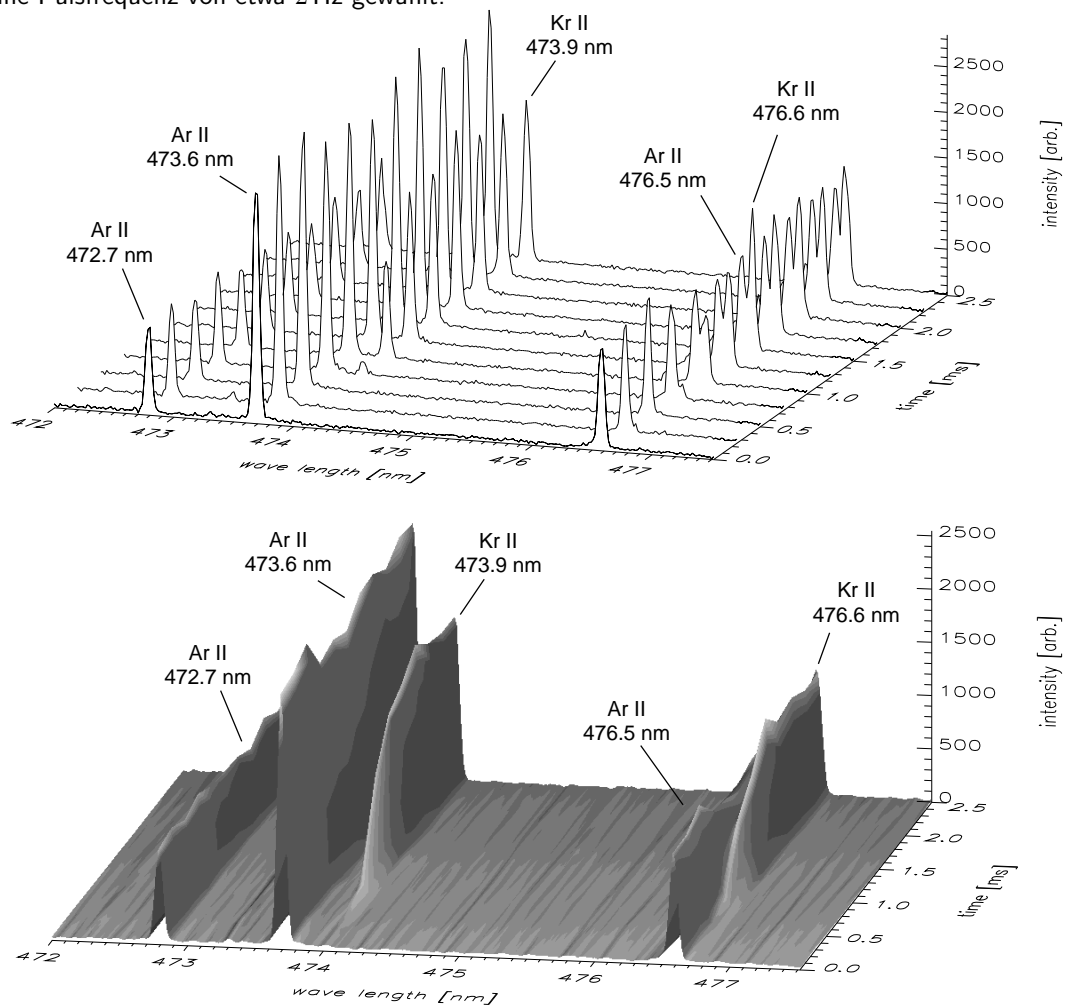


Abb. 6.6: Zeitliche Änderung des Spektrums der Argonentladung bei Hinzugabe eines Kryptonverunreinigungspulses von  $250 \mu\text{s}$  Dauer. Deutlich ist der Anstieg der Kr II-Linienstrahlung zu sehen. Die Ar II-Linien ändern sich dagegen kaum, was bedeutet, daß die Argonentladung kaum gestört wird.

### 6.3.2 Parallele Strömungsgeschwindigkeit und paralleler Diffusionskoeffizient

Bei der Betrachtung der Diffusion der Verunreinigungen kann die senkrechte Diffusion gegenüber der parallelen vernachlässigt werden. Die  $z$ -Komponente der Kraftdichtebilanzgleichung für die Verunreinigungen<sup>6</sup> lautet

$$m_I n_I \frac{du_{zI}}{dt} = -\frac{\partial p_I}{\partial z} + R_{Ii} \quad (6.7)$$

( $R_{Ii}$  - Reibungskraft zwischen Verunreinigungs- und Plasmaionen). Wird die Trägheit der Verunreinigungen vernachlässigt ( $m_I \rightarrow 0$ ), was der Annahme entspricht, daß sie schnell von der Plasmaströmung mitgenommen werden, und ihre Temperatur als konstant angenommen ( $T_I \approx \text{const.}$ ), so ergibt sich aus Gl. (6.7)

$$0 = k_B T_I \frac{\partial n_I}{\partial z} + n_I m_I \nu_{Ii} (u_{zI} - u_{zi}) . \quad (6.8)$$

Umstellung nach der axialen Strömungsgeschwindigkeit der Verunreinigungen liefert

$$u_{zI} = u_{zi} - \frac{k_B T_I}{m_I n_I \nu_{Ii}} \frac{\partial n_I}{\partial z} . \quad (6.9)$$

Für die axiale Verunreinigungsflußdichte folgt damit

$$\Gamma_{zI} = n_I u_{zI} = \underbrace{n_I u_{zi}}_{\text{Konvek.}} - \underbrace{D_{\parallel I} \frac{\partial n_I}{\partial z}}_{\text{Diffusion}} \quad \text{mit} \quad D_{\parallel I} := \frac{k_B T_I}{m_I \nu_{Ii}} , \quad (6.10)$$

wobei  $D_{\parallel I}$  der parallele Diffusionskoeffizient der Verunreinigung ist. Mit der Kontinuitätsgleichung

$$0 = \frac{\partial n_I}{\partial t} + \text{div } \Gamma_{zI} \quad (6.11)$$

unter Verwendung von Gl. (6.10) ergibt sich die *parallele Diffusionsgleichung* der Verunreinigungen

$$0 = \frac{\partial n_I}{\partial t} + u_{zi} \frac{\partial n_I}{\partial z} - D_{\parallel I} \frac{\partial^2 n_I}{\partial z^2} . \quad (6.12)$$

Hierbei wurde angenommen, daß die Änderungen von  $u_{zi} \equiv u_{zpl}$  und  $D_{\parallel I} \sim T_I / \nu_{Ii} \sim T_i / n_i$  entlang der  $z$ -Richtung vernachlässigbar sind.

In guter Näherung kann der Verunreinigungspuls durch eine GAUSS-Funktion, deren Breite sich mit der Zeit vergrößert, beschrieben werden. Die Lösung der Diffusionsgleichung (6.12) ergibt sich damit zu [Fus99]

$$n_I(z, t) = \frac{n_{I0}}{\sqrt{4\pi D_{\parallel I} t}} \exp \left[ -\frac{(z - u_{zpl} t)^2}{4 D_{\parallel I} t} \right] . \quad (6.13)$$

Sie beschreibt die zeitliche- und räumliche Variation der Verunreinigungsdichte  $n_I$ , des sich mit der Strömung mitbewegenden und diffundierenden GAUSS-Pulses. Der Anfangspuls wird in dieser Beschreibung zu einer Deltafunktion.

Abbildung 6.8 zeigt den Zeitverlauf der Intensität der Kr II-Linie  $\lambda = 473.9 \text{ nm}$ , an den drei äquidistanten Positionen ‘T1’, ‘T2’ und ‘T3’ (siehe Abb. 6.2 und Abb. 6.4). Der Puls verbreitert sich durch die parallele Diffusion sehr schnell, was aber den starken Rückgang der Intensität an den Orten ‘T2’ und ‘T3’ allein nicht erklären kann. Er wird durch die leichte axiale Abnahme der Elektronendichte (radiale Diffusion) und -temperatur, und somit der Anregungsrate, mitverursacht. Gut zu sehen ist auch der zeitliche Versatz der Maxima an den verschiedenen Orten, der mit der Strömungsgeschwindigkeit über Gl. (6.13) zusammenhängt.

<sup>6</sup>Um die Größen, die mit dem Verunreinigungspuls zusammenhängen, von den Hintergrundplasmaionen zu unterscheiden, werden sie im folgenden mit dem Index ‘I’ (Impurity) bezeichnet.

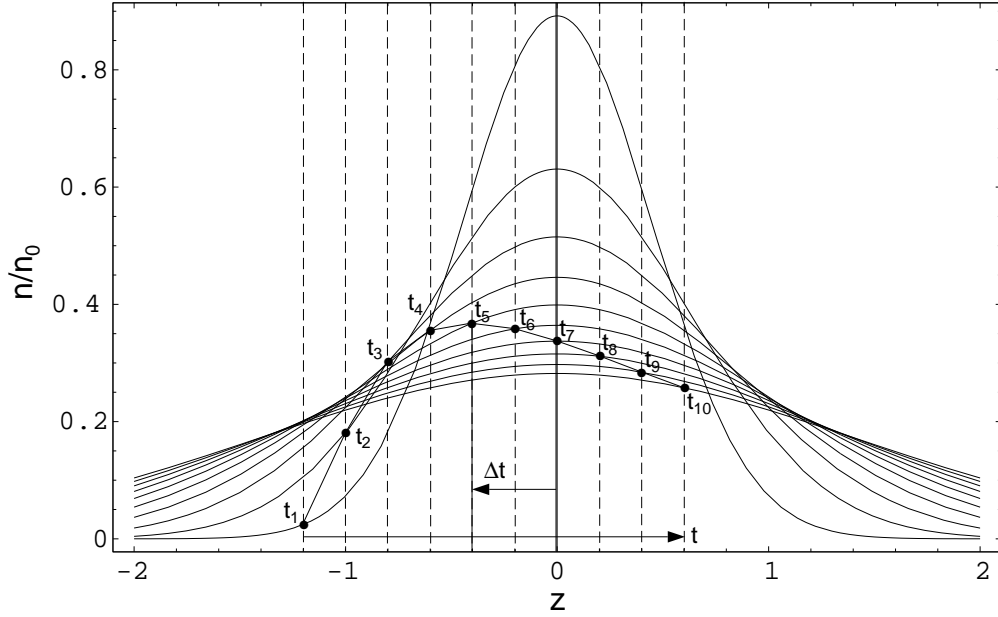


Abb. 6.7: Zeitliche Vorverschiebung des Maximums um  $\Delta t$ , eines sich in  $z$ -Richtung bewegend und diffusiv verbreiternden GAUSS-Pulses (schematisch). Der Puls wird zu den Zeitpunkten  $t_1, \dots, t_{10}$  an einem festen Ort beobachtet (durchgelegte Kurve).

Zur Bestimmung der Strömungsgeschwindigkeit ist es notwendig anstelle von Gl. (6.13) die Funktion

$$\xi(z, t) := \ln(n_I \sqrt{4\pi t}) = -\frac{(z - u_{z_{pl}} t)^2}{4D_{||I} t} - \frac{1}{2} \ln D_{||I} + \ln n_{I_0} \quad (6.14)$$

zu verwenden, da ihre Maxima an den Stellen  $t_{max} = z/u_{z_{pl}}$  liegen. Die Maxima der Funktion (6.13) sind durch den Einfluß der Diffusion zeitlich vorverschoben (siehe Abb. 6.7); Nichtberücksichtigung würde zu kleine Zeiten und zu hohe Geschwindigkeiten ergeben<sup>7</sup>.

In Abb. 6.9 sind die nach Gl. (6.14) aufbereiteten Meßdaten dargestellt (schwarze Kurven). Für große Zeiten  $t \gg t_{max}$ , sollte sich ein linear abfallender Verlauf mit der Steigung

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \frac{\partial \xi}{\partial t} = -\frac{u_{z_{pl}}^2}{4D_{||I}} \quad (6.15)$$

ergeben, aus der  $D_{||I}$  bestimmt werden kann. Die Meßdaten zeigen dieses Verhalten nur teilweise. Nach ihren Maxima fallen die Kurven rasch ab und gehen in einen langsameren Abfall über. Die Erklärung dafür ist folgende: Durch die endliche Länge der Anlage wird die freie Diffusion der Verunreinigungsionen behindert. Sie bilden einen Rückstau vor der Endplatte, wo sie nur vergleichsweise langsam neutralisiert und abgepumpt werden.

Durch diesen Umstand kann die Steigung für  $t \gg t_{max}$  nicht zur Bestimmung des freien Diffusionskoeffizienten verwendet werden. Zur Bestimmung des Diffusionskoeffizienten wurden deshalb nur die vorderen Teile der Meßkurven nichtlinear mit Gl. (6.14) angefitet. Als Fitparameter wurden  $n_{I_0}$  und  $D_{||I}$  verwendet, da die Orte bekannt sind und die mittlere Geschwindigkeit im voraus, anhand der Positionen der Maxima, bestimmt werden kann. Die Fitergebnisse sind in Abb. 6.9 farblich überlagert dargestellt; die ermittelten Werte befinden sich in Tab. 6.2.

Aus dem so gemessenen parallelen Diffusionskoeffizienten der Kr II-Ionen  $D_{||Kr} = 53 \text{ m}^2/\text{s}$  läßt

<sup>7</sup> Ähnliche Effekte spielen bei der Interpretation des superluminalen Tunnelns von Mikrowellenpaketen eine Rolle. Dort muß aber zusätzlich noch die Dispersion berücksichtigt werden.

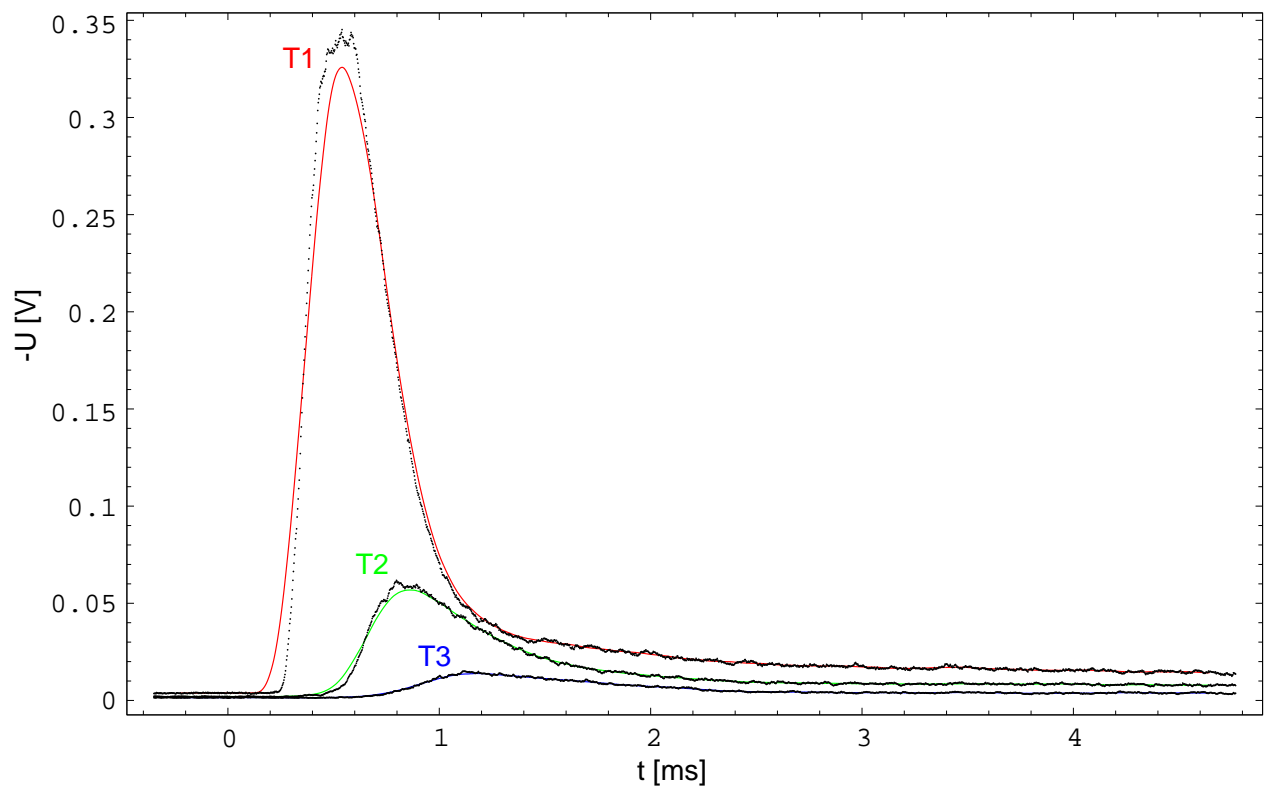


Abb. 6.8: Zeitlicher Verlauf der Intensität der Kr II-Linie (negative Ausgangsspannung  $U$  des Photomultipliers) an drei verschiedenen axialen Positionen. Den originalen Datenpunkten (schwarz) sind geglättete Kurven überlagert (rot, grün, blau).

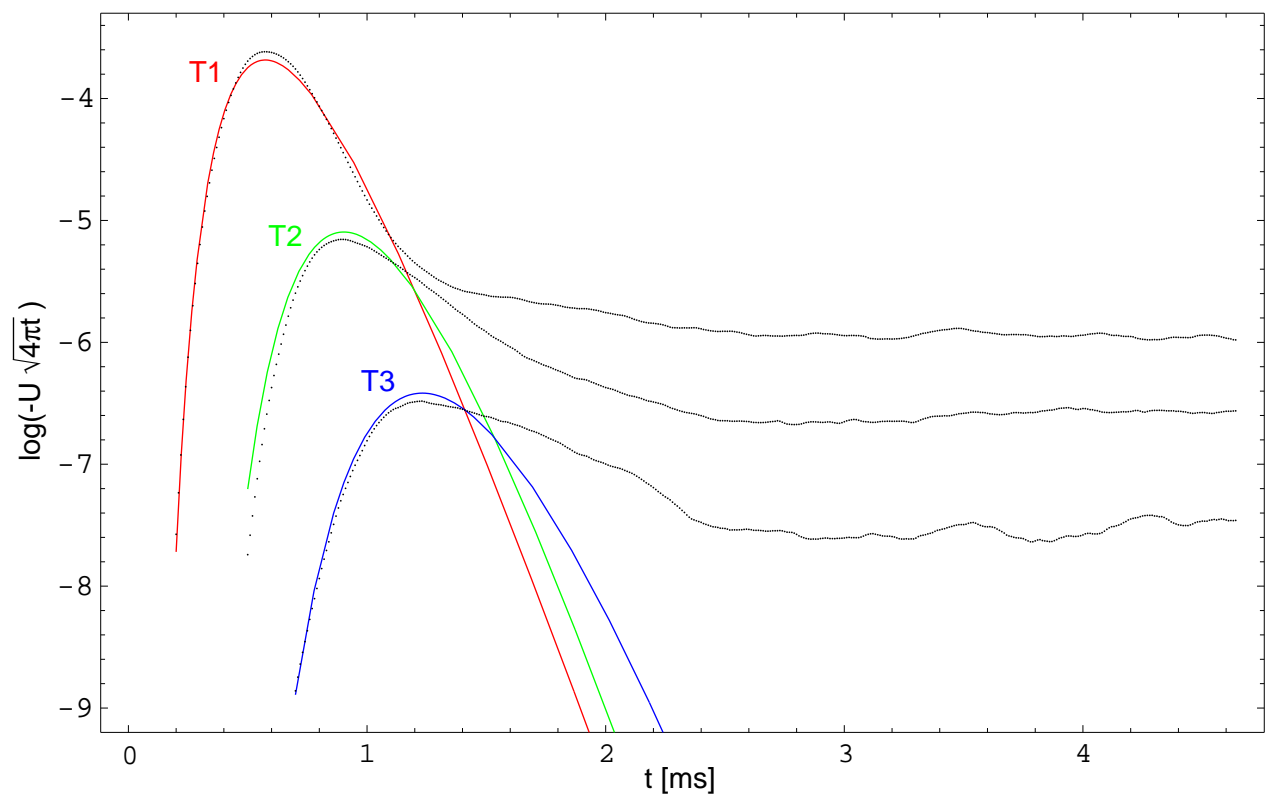


Abb. 6.9: Halblogarithmische Darstellung der obigen Daten, bei denen vorher der anfängliche Intensitätsoffset abgezogen wurde. Die geglätteten Daten sind durch schwarze Punkte, die Fitergebnisse farblich dargestellt.

Ort	$z$ [m]	$t_{max}$ [ms]	$u_{z_{pl}}$ [m/s]	$n_{I_0}/n_{I_0}(T1)$	$D_{\parallel I}$ [m <sup>2</sup> /s]
T1	1.244	0.570	1175	1	56
T2	1.620	0.890		0.23	50
T3	1.996	1.228	1112	0.06	53
Mittel			1143		53

Tab. 6.2: Aus Abb. 6.9 ermittelte Parameter. Die Fehler der Mittelwerte liegen unter 10%. Die starke Abnahme des Vorfaktors  $n_{I_0}$  (Intensität) liegt, wie weiter oben bereits erwähnt wurde, am Rückgang der Elektronenanregungsrate.

sich für  $T_I = T_i$  mit der Beziehung

$$\frac{D_{\parallel I}}{D_{\parallel i}} = \frac{m_i}{m_I} \frac{\nu_{ii}}{\nu_{Ii}} = \sqrt{\frac{\mu_{ii}}{\mu_{Ii}}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{1 + \frac{m_i}{m_I}} = 0.859 \quad (6.16)$$

der parallele Diffusionskoeffizient der Ar II-Ionen zu  $D_{\parallel Ar} = 62 \text{ m}^2/\text{s}$  berechnen ( $\mu_{ii}$ ,  $\mu_{Ii}$  - reduzierte Massen). Bei Verwendung der gemessenen Plasmamaparameter  $T_e \approx 5 \text{ eV}$  und  $n_e \approx 2.5 \cdot 10^{18}$  (siehe Abb. 6.3) muß eine Iontemperatur von  $T_I = T_i \approx 1.9 \text{ eV}$  angenommen werden, um den Wert von  $D_{\parallel Kr} = 53 \text{ m}^2/\text{s}$  theoretisch mit Gl. (6.10) zu reproduzieren. Dies scheint im Rahmen der Fehler recht gut mit den Ergebnissen aus LIF-Messungen bei ähnlichen Regimen übereinzustimmen.

Zur Überprüfung der eingangs gemachten Annahme, daß die Verunreinigungen sehr schnell von der Plasmaströmung mitgenommen werden, kann nun mit den obigen Parametern die mittlere freie Weglänge der Kr II-Ionen berechnet werden. Sie ergibt sich zu

$$\lambda_{Ii} = \frac{v_{thI}}{\nu_{Ii}} = \frac{2075 \text{ m/s}}{41 \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}} = 5.1 \text{ cm} , \quad (6.17)$$

was die Annahme gut bestätigt.

## 6.4 Bestimmung des senkrechten Diffusionskoeffizienten

Zur Bestimmung des senkrechten Diffusionskoeffizienten  $D_{\perp}$  ist es notwendig, die Diffusionsgleichung (6.19) für die gemessenen Dichteprofile  $n(r)$  zu lösen. Der Einfachheit halber soll ein konstanter Diffusionskoeffizient angenommen werden. Desweiteren wird eine genaue Betrachtung der Quellen und Senken, insb. der Ionisationsrate, notwendig sein.

### 6.4.1 Konstanter senkrechter Diffusionskoeffizient und BESSEL-Entwicklung

In Zylinderkoordinaten lautet die Kontinuitätsgleichung

$$-\frac{\partial n}{\partial t} = \text{div } \vec{\Gamma} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \Gamma_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \Gamma_{\theta} + \frac{\partial}{\partial z} \Gamma_z . \quad (6.18)$$

Der mittlere Term ergibt aus Symmetriegründen Null und der letzte Term entfällt, da  $\Gamma_z = u_z n \approx \text{const.}$  ist. Mit  $\Gamma_r = -D_{\perp} \partial n / \partial r$  (1. FICK'sches-Gesetz) folgt für die *senkrechte Diffusionsgleichung*

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r D_{\perp} \frac{\partial n}{\partial r} \right) \quad (6.19)$$

und mit der Annahme  $D_{\perp} = \text{const.}$

$$\frac{1}{D_{\perp}} \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial^2 n}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial n}{\partial r} . \quad (6.20)$$



Sie kann mit Hilfe des Separationsansatzes  $n(r, t) = R(r)T(t)$  gelöst werden. Es ergibt sich

$$\frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{D_{\perp}}{R} \left( \frac{\partial^2 R}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial R}{\partial r} \right) =: -\lambda = \text{const.} \quad . \quad (6.21)$$

Die Lösung der linken Seite ist  $T(t) = T_0 e^{-\lambda t}$  und die rechte Seite ergibt

$$\frac{\partial^2 R}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial R}{\partial r} + \frac{\lambda}{D_{\perp}} R = 0 \quad . \quad (6.22)$$

Dies ist eine BESSEL'sche-Differentialgleichung mit der allgemeinen Lösung [Sne63, Che84, Fus99]

$$R(r) = \alpha J_0 \left( \sqrt{\frac{\lambda}{D_{\perp}}} r \right) + \beta Y_0 \left( \sqrt{\frac{\lambda}{D_{\perp}}} r \right) \quad . \quad (6.23)$$

$J_0$  ist die BESSEL-Funktion<sup>8</sup> erster Art und  $Y_0$  ist die BESSEL-Funktion zweiter Art (WEBER'sche-Funktion) der jeweils nullten Ordnung, welche orthogonal zueinander sind. Da die Dichte bei  $r = 0$  endlich ist, kommt nur  $J_0$  als Lösung in Frage ( $Y_0(0) = -\infty$ ). Mit der Randbedingung am Ort  $r = a$  von

$$R(a) \stackrel{!}{=} 0 = J_0 \left( \sqrt{\frac{\lambda}{D_{\perp}}} a \right) = J_0(\mu_i) \quad (6.24)$$

folgt

$$\sqrt{\frac{\lambda}{D_{\perp}}} r = \mu_i \frac{r}{a} \quad \text{und} \quad \lambda = D_{\perp} \left( \frac{\mu_i}{a} \right)^2 \quad , \quad (6.25)$$

wobei  $\mu_i$  die  $i$ -te Nullstelle von  $J_0$  ist. Für  $0 \leq r \leq a$  ergibt sich somit

$$R(r) = J_0 \left( \mu_i \frac{r}{a} \right) \quad . \quad (6.26)$$

Die Gesamtlösung für die Dichte  $n(r, t) = R(r)T(t)$  kann nun durch eine FOURIER-BESSEL-Reihe dargestellt werden

$$n(r, t) = \sum_{i=1}^{\infty} \alpha_i e^{-D_{\perp} \left( \frac{\mu_i}{a} \right)^2 t} J_0 \left( \mu_i \frac{r}{a} \right) \quad . \quad (6.27)$$

Für  $t = 0$  ergibt sich

$$n(r, 0) = \sum_{i=1}^{\infty} \alpha_i J_0 \left( \mu_i \frac{r}{a} \right) \quad . \quad (6.28)$$

Mit Hilfe der Orthogonalitätsbeziehung [Arf85]

$$\frac{2}{a^2 J_1(\mu_i)^2} \int_0^a J_0 \left( \mu_i \frac{r}{a} \right) J_0 \left( \mu_j \frac{r}{a} \right) r \, dr = \delta_{ij} \quad (6.29)$$

ergeben sich die Entwicklungskoeffizienten zu

$$\alpha_i = \frac{2}{a^2 J_1(\mu_i)^2} \int_0^a n(r, 0) J_0 \left( \mu_i \frac{r}{a} \right) r \, dr \quad . \quad (6.30)$$

Wird das Dichteprofil am Ort 'T1' entsprechend Gl. (6.28) entwickelt, so kann mit Gl. (6.27) das diffundierte Dichteprofil am Ort 'T3' zum späteren Zeitpunkt  $t > 0$  bei Vorgabe von  $D_{\perp}$  berechnet werden.

---

<sup>8</sup>Im Jahre 1824 von BESSEL eingeführte Funktion zur Lösung der KEPLER-Gleichung in der Astronomie. Die KEPLER-Gleichung  $M = E - e \sin E$  ( $M$ -Mittlere Anomalie,  $E$ -Exzentrische Anomalie,  $e$ -numerische Exzentrizität) muß zur Bahnberechnung beim Zweikörperproblem bei vorgegebenem  $M$  nach  $E$  aufgelöst werden. Dies kann entweder iterativ oder durch eine Entwicklung nach BESSEL-Funktionen erfolgen  $E = M + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_n(ne) \sin(nM)/n$  mit  $J_n(x) := 1/\pi \int_0^\pi \cos(x \sin \theta - n\theta) d\theta$  [Sne63].

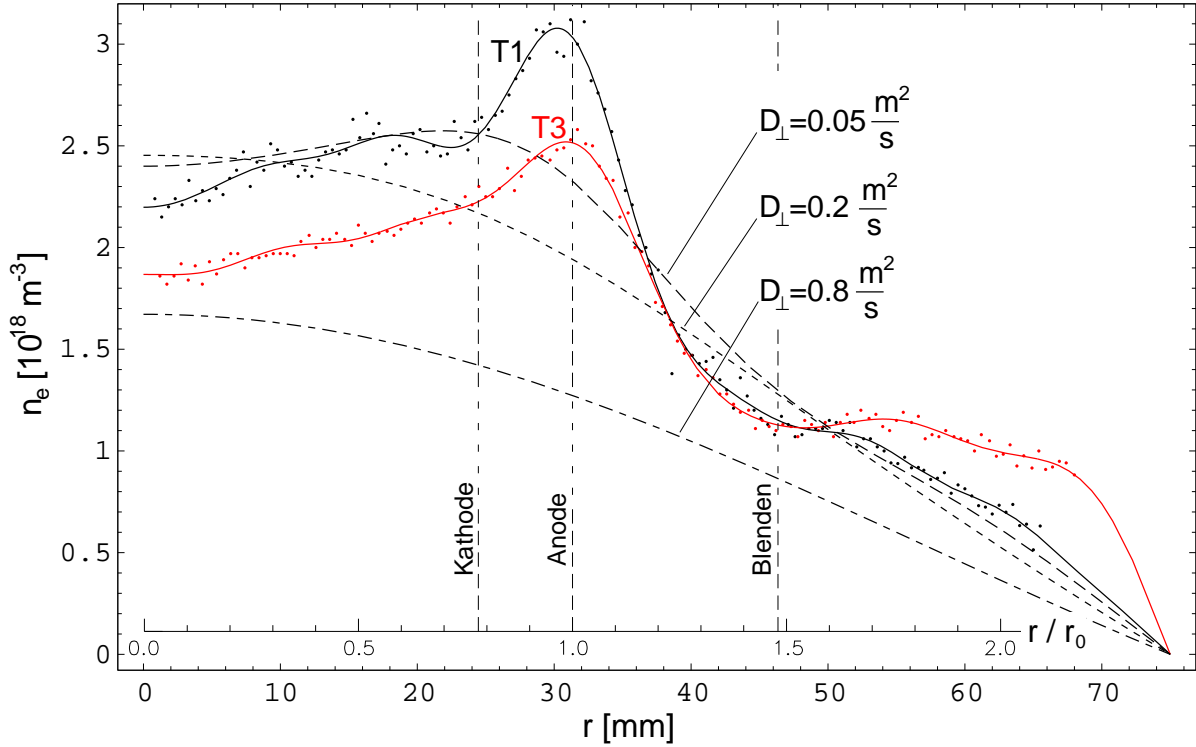


Abb. 6.10: Bestimmung des senkrechten Diffusionskoeffizienten  $D_{\perp} = \text{const.}$ . Die Dichteprofile entsprechen denen in Abb. 6.3. Die durchgezogenen Kurven stellen die BESSEL-Entwicklungen der gemessenen Datenpunkte dar. Die 3 gestrichelten Kurven ergeben sich aus der Berechnung der Diffusion des Profils ‘T1’ nach einer Zeit von  $t \approx 0.66$  ms mit unterschiedlichem Diffusionskoeffizienten  $D_{\perp}$ .

Abbildung 6.10 zeigt die auf diese Art berechneten Dichteprofile. Die Profile ‘T1’ (schwarz) und ‘T3’ (rot) wurden jeweils nach den ersten 15 Nullstellen  $\mu_i$  von  $J_0$  entwickelt ( $i = 1, \dots, 15$ ). Die originalen Meßdaten sind als Punkte dargestellt, die Entwicklungen als durchgezogene Kurven. Wie zu sehen ist, wurde  $a = 75$  mm gewählt. Praktisch zeigt sich, daß ein Fit der Entwicklungskoeffizienten  $\alpha_i$  günstiger als ihre direkte Berechnung mit Gl. (6.30) ist.

Aus Tab. 6.2 folgt für die Zeitdifferenz zwischen den Orten ‘T1’ und ‘T3’  $t = 0.658$  ms. Damit und mit  $D_{\perp} = 0.05, 0.2, 0.8 \text{ m}^2/\text{s}$  ergeben sich aus dem Profil ‘T1’ die mit Gl. (6.27) berechneten diffundierten Dichteprofile (schwarz gestrichelte Kurven in Abb. 6.10).

Es zeigt sich, daß das Profil ‘T3’ (rot) nur unzureichend reproduziert werden kann. Bereits die Verwendung eines klassischen Diffusionskoeffizienten von  $D_{\perp} \approx 0.05 \text{ m}^2/\text{s}$  (vergl. Gl. (6.1)) sollte zu einer starken Abflachung des Dichteprofiles führen, welche aber nicht beobachtet wird; das Profil ‘T3’ bleibt relativ hohl. Eine numerische Lösung der Diffusionsgleichung unter Berücksichtigung eines radial variierenden klassischen Diffusionskoeffizienten  $D_{\perp}^{\text{klass}} \sim n_e/\sqrt{T_e}$  (siehe Abb. 6.11) liefert kein wesentlich anderes Ergebnis [Bac99]. Offensichtlich muß ein radial variierender Quellterm in der Kontinuitätsgleichung mitberücksichtigt werden, um das Fortbestehen des Hohlprofils zu erklären. Vermutlich wird die Ionisationsrate  $S_{\text{ion}}(r)$  einen entscheidenden Einfluß haben.

#### 6.4.2 Berücksichtigung der Ionisationsrate

Nach LOTZ [Lot68, And90] kann der Ionisationswirkungsquerschnitt mit

$$\sigma_{\text{ion}}(E_e) \approx \frac{a n}{E_e E_{\text{ion}}} \ln \left( \frac{E_e}{E_{\text{ion}}} \right) \left[ 1 - b e^{-c(E_e/E_{\text{ion}} - 1)} \right] \quad , \quad E_e \geq E_{\text{ion}} \quad (6.31)$$

berechnet werden. Hierbei sind  $E_e := m_e/2v_e^2$  die Elektronenenergie,  $E_{\text{ion}} = 15.7 \text{ eV}$  die Ionisationsenergie von Ar I,  $n = 6$  die Anzahl der Elektronen in der äußersten Schale und  $a =$

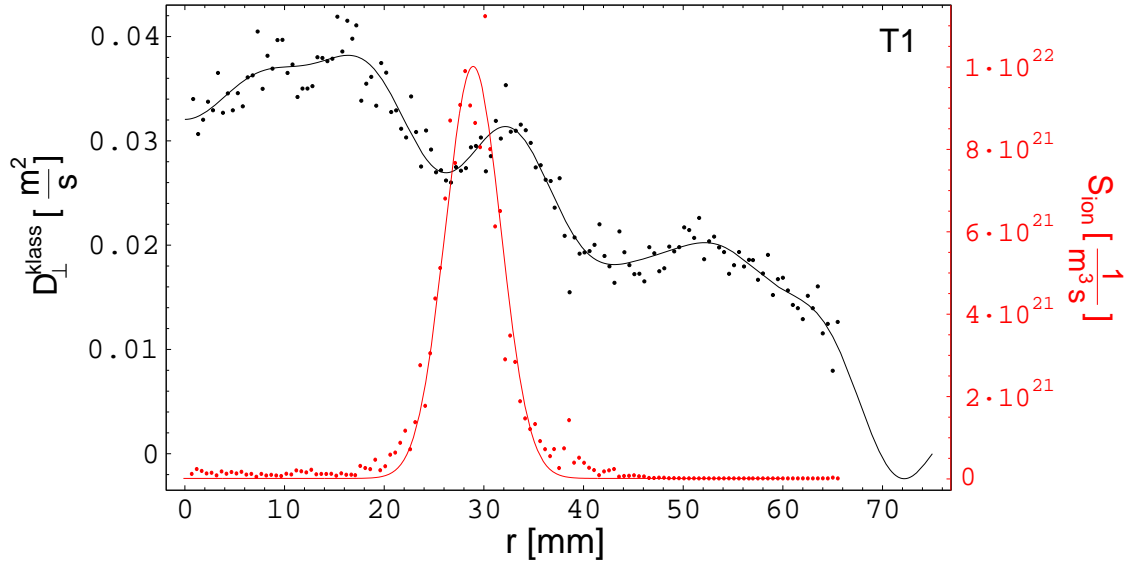


Abb. 6.11: Berechneter klassischer Diffusionskoeffizient  $D_{\perp}^{klass}(r)$  nach Gl. (6.1) (schwarz) und berechnete Ionisationsrate  $S_{ion}(r)$  nach Gl. 6.32 (rot) unter Verwendung der gemessenen Werte von  $n_e(r)$  und  $T_e(r)$  am Ort 'T1' (siehe Abb. 6.3). Die schwarze Kurve ist eine BESSEL-Entwicklung, die rote ein GAUSS-Fit.

$4.0 \cdot 10^{-18} \text{ m}^2 (\text{eV})^2$ ,  $b = 0.62$ ,  $c = 0.40$  die LOTZ-Koeffizienten für Ar I. Die Ionisationsrate ergibt sich damit zu

$$S_{ion}(n_0, n_e, T_e) = n_0 n_e \langle \sigma_{ion} v_e \rangle = n_0 n_e \frac{e}{m_e} \int_{E_{ion}}^{\infty} \sigma_{ion}(E_e) F(E_e) dE_e, \quad (6.32)$$

wobei  $F(E_e)$  die MAXWELL-Verteilung (3.5) der Elektronenenergie bei der Elektronentemperatur  $T_e$  ist.

Mit einem Neutralgasdruck von  $p_0 = p_T \approx 0.02 \text{ Pa}$  (siehe Tab. 6.1, S. 115) und einer Neutralgastemperatur von  $T_0 \approx 3000 \text{ K}$  ergibt sich eine Neutralgasdichte von  $n_0 = p_0 / (k_B T_0) \approx 4.8 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$ . Verwendung der gemessenen  $n_e$ - und  $T_e$ -Werte an der Stelle 'T1' entsprechend Abb. 6.3 liefert den radialen Verlauf der Ionisationsrate  $S_{ion}(r)$ , welcher ebenfalls in Abb. 6.11 zu sehen ist. Sie läßt sich durch ein GAUSS-Profil

$$S_{ion}(r) \approx S_0 \exp \left[ -\frac{(r - r_0)^2}{b^2} \right] \quad (6.33)$$

mit  $S_0 \approx 1 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ ,  $r_0 \approx 29.0 \text{ mm}$  und  $b \approx 3.94 \text{ mm}$  approximieren.

Es zeigt sich, daß die Ionisation im Targetraum für die Teilchenbilanz nicht unerheblich ist. Bei der genauen Größe der Neutralgasdichte besteht allerdings eine gewisse Unsicherheit. Sie ist von der gemessenen Neutralgastemperatur [Mey98] abhängig, welche nicht leicht zu bestimmen ist (sehr kleine Dopplerverbreiterung).

Abbildung 6.12 zeigt die sich mit  $D_{\perp} = 0.08, 0.13, 0.25 \text{ m}^2/\text{s}$  und unter Berücksichtigung verschieden starker Ionisationsraten  $0.3, 0.5, 1.0 S_{ion}$  (siehe Abb. 6.11) ergebenden Dichteprofile (gestrichelte Kurven). Die Berechnungen erfolgten in kurzen Zeitschritten mit Gl. (6.27) unter Berücksichtigung der in diesem Zeitintervall hinzukommenden Teilchen. Sind die Zeitintervalle klein gegen die betrachtete Gesamtzeit, dann stellt dieses Verfahren eine gute Möglichkeit dar, Quellen und Senken bei konstantem Diffusionskoeffizienten miteinzubeziehen.

Die erhaltenen Diffusionsprofile geben das verbleibende Hohlprofil 'T3' schon wesentlich besser wieder (vergl. mit Abb. 6.10), aber die im Außenbereich ( $r/r_0 \gtrsim 1.5$ ) nach wie vor bestehenden Diskrepanzen lassen sich im Rahmen dieses Modells nicht klären. Dadurch ist auch die Teilchenzahlerhaltung (axiale Liniendichte  $N_e$ ), bei gegebener Ionisationsrate und der Forderung, daß die

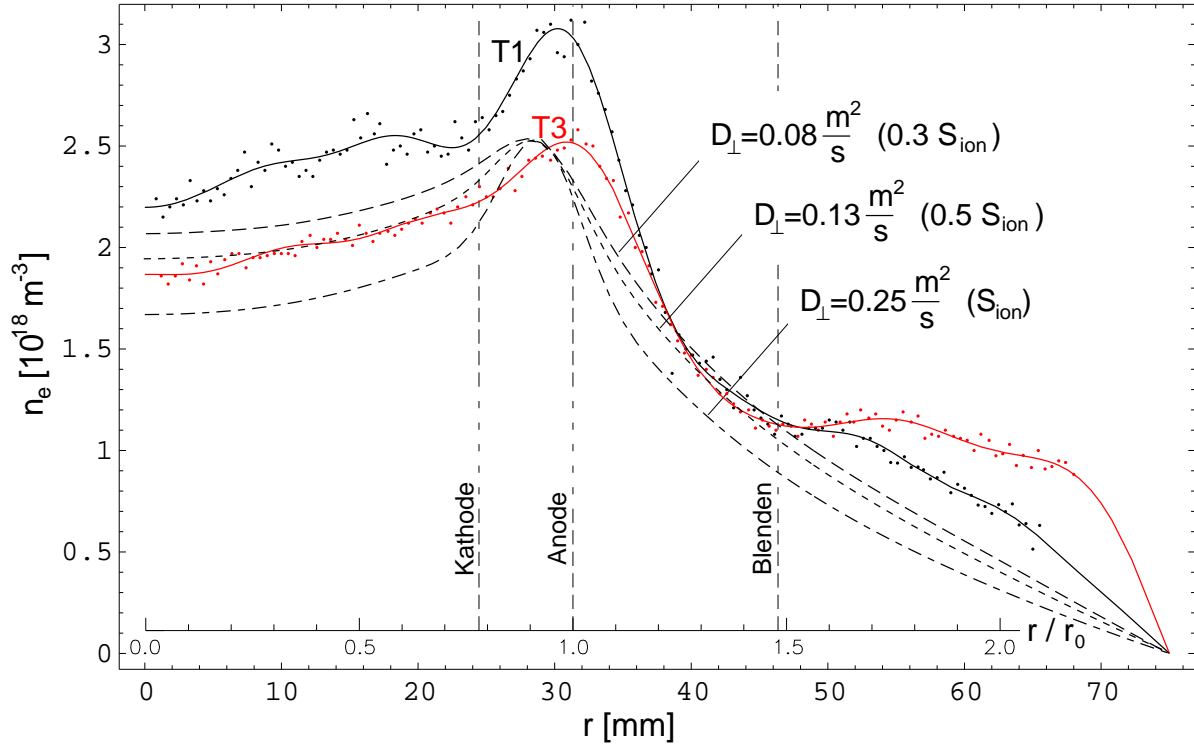


Abb. 6.12: Bestimmung des senkrechten Diffusionskoeffizienten  $D_{\perp} = \text{const.}$  unter Berücksichtigung der Ionisationsrate  $S_{ion}(r)$ . Die Dichteprofile entsprechen denen in Abb. 6.3. Die durchgezogenen Kurven stellen die BESSEL-Entwicklungen der gemessenen Datenpunkte dar. Die 3 gestrichelten Kurven ergeben sich aus der Berechnung der Diffusion des Profils 'T1' nach einer Zeit von  $t \approx 0.66\text{ms}$  mit unterschiedlichem Diffusionskoeffizienten  $D_{\perp}$  und verschiedener Berücksichtigung der Ionisationsrate aus Abb. 6.11.

Maxima gleich hoch sind, nicht simultan erfüllbar. Wie sich zeigt, hängt alles sehr stark von der genauen Kenntnis der radialen Verläufe der Quellen (z.B. der Ionisationsrate) und Senken ab. Wird z.B. nur  $0.3 S_{ion}(r)$  angenommen, so reicht ein Diffusionskoeffizient von  $D_{\perp} \approx 0.08 \text{ m}^2/\text{s}$  aus, damit die Maxima gleich hoch sind; bei voller Ionisationsrate jedoch, ist ein Diffusionskoeffizient von  $D_{\perp} \approx 0.25 \text{ m}^2/\text{s}$  notwendig.

Insgesamt kann also festgehalten werden, daß die beobachtete Diffusion wahrscheinlich nicht allein durch die klassische Diffusion erklärt werden kann ( $D_{\perp} > D_{\perp}^{klass}$ ). Wie groß der Anteil des senkrechten fluktuationsinduzierten Transports ist ( $D_{\perp}^{fluk} = D_{\perp} - D_{\perp}^{klass}$ ), kann quantitativ nicht sicher gesagt werden, da die detaillierte Teilchenbilanz (Ionisationsrate, Rekombinationsrate, Ladungsaustauschrate, etc.) nur ungenau bekannt ist. Weiterhin wurden nicht alle Diffusionsprozesse betrachtet. Die Diffusion durch Ionen-Neutralen-Stöße ( $D_{\perp}^{i0}$ ) bzw. Ladungsaustausch ( $D_{\perp}^{cx}$ ) wurde vernachlässigt. Diese Prozesse können aber u.U. einen erheblichen Einfluß haben [Fus97].

# Zusammenfassung

Der PSI-1 ist so ausgelegt, daß die mit ihm erreichbaren Plasmaparameter denen der Randschicht von Fusionsexperimenten entsprechen. Deshalb kann er auch als „Randschichtlabor“ betrachtet werden. Trotz der einfacheren Magnetfeldgeometrie im Vergleich zu den Fusionsexperimenten ist das Verständnis der Stabilität des radialen Plasmaeinschlusses in ihm nicht viel weniger interessant und anspruchsvoll, da die zugrundeliegenden Prozesse sehr ähnlich sind. Wie bei allen magnetisch gehaltenen Laborplasmen treten auch im PSI-1 Instabilitäten des Plasmagleichgewichtes auf, die sich in mehr oder weniger periodischen Fluktuationen diverser Plasmaparameter äußern. Ziel dieser Arbeit war es, diese Fluktuationen im Hinblick auf eine Erweiterung des Verständnisses von Instabilitäten zu untersuchen.

Als Diagnostiken wurden LANGMUIR-Sonden, Spektrometer, Photomultiplier und CCD-Kameras eingesetzt. Die diversen radial verfahrbaren LANGMUIR-Sonden dienten zur Messung der zeitgemittelten radialen Profile von Elektronentemperatur und -dichte, des Floatingpotentials und des Ionensättigungsstromes. Diese ergaben in Übereinstimmung zur betrachteten Magnetfeldgeometrie des PSI-1 ein Hohlprofil des Elektronendruckes. Im weiteren konnten die Verläufe des radialen elektrischen Feldes und der sich daraus ergebenden azimuthalen Driftgeschwindigkeiten berechnet werden. In einer Kryptonentladung mit besonders ausgeprägten Driftwellen zeigte sich dabei, daß am Plasmarand ein radial stark variierendes negatives elektrisches Feld existiert. Dieses bewirkt eine verscherte und im Maximum sehr hohe azimuthale Driftgeschwindigkeit der Elektronen. Da die Ionen schlecht magnetisiert sind und aufgrund ihrer großen Gyroradien die Driftnäherung nicht erfüllen, zeigen sie dagegen eine wesentlich weniger stark verscherte und kleinere azimuthale Driftgeschwindigkeit, welche spektroskopisch bestimmt werden konnte. Aus den Messungen der radialen Fluktuationsprofile des Floatingpotentials und des Ionensättigungsstromes konnten radial aufgelöste Leistungsspektren berechnet werden. Diese ergaben zwei radial getrennte und zueinander asynchrone Serien von in der Amplitude fluktuierenden Moden. Die innere Modenserie befindet sich am Innengradienten, die äußere am Außengradienten des Elektronendruckhohlprofils. Mittels der Methode der Zweipunktkorrelation wurden die azimuthalen Frequenz-Wellenzahl-Spektren und die statistischen Dispersionsrelationen für beide Modenserien bestimmt. Beide zeigen rechtshändig zum Magnetfeld umlaufende diskrete Fluktuationsmoden, deren Frequenzen radial konstant sind. Ihre Dispersionsrelationen sind im wesentlichen linear und ihre azimuthalen Phasengeschwindigkeiten entsprechen etwa den azimuthalen Ionendriftgeschwindigkeiten. Daher handelt es sich hier um Ionendriftwellen die durch die Ionendriftinstabilität destabilisiert werden. Bei der inneren Modenserie dominiert die Modenzahl fünf, bei der äußeren die Modenzahl eins.

Weil Kathode und Anode hohl sind konnte mittels CCD-Kameras der Plasmaquerschnitt „end-on“ beobachtet werden. Dabei zeigte sich, daß der Plasmaquerschnitt nicht ringförmig ist. Er sieht fünfeckig aus und rotiert mit einer Winkelgeschwindigkeit die der Phasengeschwindigkeit der inneren Driftwelle entspricht. Es handelt sich demzufolge um das optische Abbild der inneren Driftwelle. Die äußere Driftwelle kann nicht beobachtet werden, da dort Dichte und Temperatur schon so klein sind, so daß die Strahlungsintensität zu schwach ist. Durch Verwendung von Filtern zeigte sich weiterhin, daß die innere Driftwellenstruktur nicht nur im Licht der einfach ionisierten Kryptonionen, sondern auch im Licht der neutralen Kryptonatome beobachtet werden kann. Da die neutralen Atome nur diffus verteilt sein sollten und daher keine kohärenten Strukturen ausbilden können, ist dies ein

eindeutiger Beweis dafür, daß die ursprünglich ringförmigen Isobaren des Elektronendrucks durch die Potentialstruktur der Driftwelle verformt werden. Über die Stoßanregung der neutralen Atome und der Ionen führt die rotierende fünfeckige Elektronendruckstruktur so zur beobachteten rotierenden Intensitätsverteilung. Seitliche CCD-Aufnahmen der Driftwellen zeigten desweiteren, daß deren axiale Verschraubung, und somit die parallelen Wellenzahlen, sehr klein sind. Durch die hohe Leitfähigkeit parallel zum Magnetfeld besitzt die Potentialverteilung an allen axialen Positionen die gleiche Phase.

Durch die Variation des Entladungsstromes, der Magnetfeldstärke und der Ionenmasse konnte gezeigt werden, daß die Phasengeschwindigkeit der Driftwellen proportional zum Produkt von Entladungsstrom und Magnetfeldstärke und der Ionendriftgeschwindigkeit zunimmt. Es zeigte sich, daß für den Einsatz der Driftinstabilität dieses Produkt einen kritischen Mindestwert überschreiten muß. Dies bedeutet, daß die Iontemperatur, die Differenz der Driftgeschwindigkeiten und das radiale elektrische Feld einen Mindestwert erreichen müssen. Desweiteren zeigt sich mit zunehmender Ionenmasse eine immer stärkere Konzentration der Fluktuationsleistung in diskreten Moden hoher Amplitude. Aufgrund ihrer größeren Trägheit sind die Ionen immer weniger in der Lage, die instabil anwachsende Elektronendichte abzuschirmen.

Aus der analytischen Betrachtung der Potentialstruktur einer gesättigten Driftwelle konnte die dadurch zustandekommende Elektronendichte- und optische Intensitätsverteilung berechnet werden. Es zeigte sich, daß durch die Driften im Driftwellenpotential die Elektronendichte instabil anwächst. Sie wird durch die Ionen, die einer BOLTZMANN-Relation gehorchen, begrenzt. Auf einfache Weise konnte damit die Dispersionsrelation der Ionendriftwelle abgeleitet werden, welche in guter Übereinstimmung zur experimentellen Beobachtung steht. Wird die Phasenverschiebung zwischen Dichte- und Potentialstörung als „Fingerabdruck“ der beteiligten Instabilitätsmechanismen angesehen, so können sie in einem einheitlichen Schema der Driftinstabilitäten zusammengefaßt werden.

Die Diffusion einer Argonentladung wurde durch die parallele Ausbreitung eines Kryptonverunreinigungspulses untersucht. Mit dieser Methode konnte die mittlere parallele Strömungsgeschwindigkeit des Argonplasmas, der parallele Diffusionskoeffizient der Verunreinigungs- und Plasmaionen sowie, anhand zweier mit LANGMUIR-Sonden gemessener Dichteprofile, der senkrechte Diffusionskoeffizient des Argonplasmas bestimmt werden. Während der gemessene parallele Diffusionskoeffizient sehr gut mit den theoretischen Vorstellungen übereinstimmt, kann die beobachtete Senkrechtdiffusion nicht allein durch die klassische Diffusion erklärt werden. Wie groß jedoch der Anteil des senkrechten fluktuationsinduzierten Transports ist, kann quantitativ nicht sicher gesagt werden, da die detaillierte Teilchenbilanz nur ungenau bekannt ist und im Rahmen dieser Arbeit nicht alle Diffusionsprozesse berücksichtigt werden konnten.

# Thesen

## Energiefrage:

- Für das Leben auf der Erde könnte, falls die herkömmlichen Energieträger aufgebraucht sind und Fusionskraftwerke noch nicht zur Verfügung stehen, schon ein Bruchteil des solaren Strahlungsflusses den heutigen Energiebedarf der Weltbevölkerung decken, nicht aber den Energiebedarf für das zukünftige Raumfahrtzeitalter, dazu ist allein die Kernfusion imstande.

## Radiales $E$ -Feld und Driften:

- Sind in einem magnetisierten Plasma die Gyrationenradien der Ionen größer als die der Elektronen, so entsteht am Plasmarand durch Ladungstrennung ein radial nach innen gerichtetes elektrisches Feld. Es hängt maßgeblich von  $T_i$  ab.
- Die azimuthale Driftgeschwindigkeit der Elektronen und Ionen wird im PSI-1 hauptsächlich durch das radiale elektrische Feld und weniger durch die Druckgradienten bestimmt. Die Driften durch Magnetfeldgradient und -krümmung sind trotz „Spiegelanordnung“ demgegenüber vernachlässigbar.
- Die azimuthale Driftgeschwindigkeit der Ionen ist viel kleiner als die der Elektronen ( $v_{\theta_i} \ll v_{\theta_e}$ ), da sie aufgrund ihrer großen Gyroradien über die Feldinhomogenitäten mitteln und wegen ihres kleinen Hallparameters ( $h_{ii} \lesssim 1$ ) schlecht magnetisiert sind. Sie erfüllen die ALFVEN'sche Driftnäherung nicht. Dies bestätigen spektroskopische Messungen [Mey98].

## Driftinstabilität:

- Die Phasengeschwindigkeit der Driftwellen ist etwa gleich der Ionendriftgeschwindigkeit ( $v_{ph} \approx v_{\theta_i}$ ). Sie variiert mit der Ionenmasse  $m_i$  etwa in gleicher Art und Weise wie  $v_{\theta_i} \sim I_{AK} B_z / m_i$ . Deswegen können sie als *Ionendriftwellen* bezeichnet werden.
- Die beobachtete Instabilität ist ein Spezialfall der allg. Driftinstabilität, wenn die Phasenverschiebung zwischen Dichte- und Potentialstörung ( $\Delta\varphi(n_1, \phi_1)$ ) als Ordnungsparameter aufgefaßt wird. Für die Ionendriftwelle gilt  $\Delta\varphi \approx \pi$ . Deshalb handelt es sich nicht um Flutemoden ( $\Delta\varphi = \pi/2$ ,  $v_{ph} = 1/2(v_{\theta_i} + v_{\theta_e})$ ) oder um herkömmliche *Elektronendriftwellen* ( $\Delta\varphi \approx 0$ ,  $v_{ph} \approx v_{\theta_e}$ ).
- Ein weiterer Beweis für den dargestellten Instabilitätsmechanismus (Verformung der Elektronendriftbahnen und Modulation der Elektronendichte durch eine Potentialstörung) ist die neben der im Ionen- auch im Neutralenlicht sichtbare rotierende innere Driftwellenmode.
- Die optisch sichtbare Form der inneren Driftwelle (radiale Auslenkung) läßt sich qualitativ und quantitativ sehr gut mit dem Potentialmodell erklären.
- Mit zunehmender Ionenmasse konzentriert sich die Fluktuationsleistung in diskreten Moden steigender Amplitude und Kohärenz, da die dynamische Abschirmung der Instabilität durch die Ionen immer schwächer wird.

- Die axiale Wellenzahl ist sehr klein ( $k_\theta/k_z = v_{ph_z}/v_{ph_\theta} \approx 540$ ), für die beobachteten Frequenzen gilt nicht  $\omega \ll \omega_{ci}$  und es gilt  $1 \lesssim k_\theta \rho_s \lesssim 5$ .
- Bei einem Hohlprofil in  $p_e$  treten i.a. an beiden Gradienten Driftwellen mit meist unterschiedlicher Phasengeschwindigkeit und Amplitudenverteilung auf.
- Zum Anfachen der Driftinstabilität ist ein kritisches Produkt von  $I_{AK} B_z$  notwendig.

### Transport:

- Im Gegensatz zur parallelen Diffusion läßt sich die senkrechte Diffusion in einer Argonentladung mit Driftwellen nicht allein mit der klassischen Diffusion verstehen.

### Argumente die für das aus den Sondenmessungen berechnete $E_r$ -Feld sprechen:

- Der Fehler der Sondenmessungen liegt maximal bei einem Faktor 2 (oder etwa  $\approx \pm 50\%$ ), aber nicht bei einer Größenordnung.
- Nicht nur die eine dargestellte Sondenmessung (Kr-300A) zeigt dieses Verhalten, sondern auch alle anderen (mit mehr oder weniger starken Gradienten und Feldern).
- Das Potentialmodell liefert klar die Beziehung  $\tilde{r}_m = \tilde{\phi}_m / E'_{r_{eff}}$ , welche erstaunlich gut mit den Messungen übereinstimmt (Fehler  $< 10\%$ ). Es gibt kein besseres und schöneres Modell zur Erklärung der Driftwellenform.
- Es gibt die Formel für den endlichen Gyroradieneffekt. Auch sie liefert bereits eine kleinere Driftgeschwindigkeit für die Ionen bei endlichen, aber nicht zu großen Gyroradien. Für unendliche Gyroradien ( $m_i \rightarrow \infty$ ) sollte die Driftgeschwindigkeit gegen Null gehen. Daher ist das radiale  $E$ -Feld, wenn es aus dem MHD-Gleichgewicht mit gemessenem  $v_{\theta_i}$  berechnet wird, zu klein.
- An anderen vergleichbaren Experimenten (PISCES [Leh96], NAGDIS [Ohn99]) werden ähnlich hohe und genauso geartete  $E_r$ -Profile gemessen.



# Literaturverzeichnis

- [And90] ANDERS, A.: *A Formulary for Plasma Physics*. Akademie-Verlag Berlin, 1990.
- [Arf85] ARFKEN, G.: *Mathematical Methods for Physicists*. Academic Press, 3. Auflage, 1985.
- [Art72] ARTSIMOVITSCH, L. A.: *Tokamak Devices*. Nuclear Fusion, 12:215–252, 1972.
- [Bac99] BACHMANN, P.: *Private Kommunikation*, 1999.
- [Bak96] BAK, P.: *How nature works: the science of self-organized criticality*. Springer, New York, 1996.
- [Bal98] BALDZUHN, J., KICK, M., MASSBERG, H. and the W7-AS Team: *Measurement and calculation of the radial electric field in the stellarator W7-AS*. Plasma Phys. Control. Fusion, 40:967–986, 1998.
- [Bea82] BEALL, J. M., KIM, Y. C., POWERS, E. J.: *Estimation of wavenumber and frequency spectra using fixed probe pairs*. J. Appl. Phys., 53(6):3933–3940, 1982.
- [Bie96] BIEL, W. P.: *Untersuchungen zu Oszillationen und Neutralteilchenverhalten an einer magnetisierten Hohlkathodenentladung in Wasserstoff mittels orts- und zeitaufgelöster Streulichtmessungen*. Doktorarbeit, Heinrich-Heine-Universität, Düsseldorf, 1996.
- [Bit86] BITTENCOURT, J. A.: *Fundamentals of Plasma Physics*. Pergamon Press, 1986.
- [Ble98] BLEUEL, J.: *Elektrostatische Turbulenz am Plasmarand des Stellarators Wendelstein 7-AS*. Doktorarbeit, MPI f. Plasmaphysik, Garching, 1998. IPP-Report III/235.
- [Ble99] BLEUEL, J., ENDLER, M., AND W7-AS TEAM: *The Contribution of Edge Fluctuations to Anomalous Transport in W7-AS*. Proceedings of the 26th EPS Conf., Maastricht, 1999.
- [Boe96] BOELTER, U.: *Untersuchungen zur Wechselwirkung stromgetriebener Driftwellen mit Potentialrelaxationsoszillationen*. Diplomarbeit, Christian-Albrechts-Univ., Kiel, 1996.
- [Bro89] BRONSTEIN, I. N., SEMENDJAJEW, K. A.: *Taschenbuch der Mathematik*. Teubner Leipzig, 24. Auflage, 1989.
- [Bro90] BROCKHAUS, A.: *Messung der Elektronendichtefluktuationen in einem magnetisierten Lichtbogenplasma mit Hilfe der Vorwärtsstreuung von CO<sub>2</sub>-Laserstrahlung*. Doktorarbeit, Heinrich-Heine-Universität, Düsseldorf, 1990.
- [Bur96] BURKERT, A., KIPPENHAHN, R.: *Die Milchstraße*. C. H. Beck, 1996.
- [Cha82] CHATFIELD, C.: *Analyse von Zeitreihen*. Carl Hanser, München, 1982.
- [Che64] CHEN, F. F.: *Normal Modes for Electrostatic Ion Waves in an Inhomogeneous Plasma*. Phys. Fluids, 7(7):949–955, July 1964.

- [Che65] CHEN, F. F.: *Spectrum of low- $\beta$  plasma turbulence*. Phys. Rev. Lett., 15(9):381–383, 1965.
- [Che84] CHEN, F. F.: *Introduction to plasma physics and controlled fusion*. Plenum Press, New York, 2. Auflage, 1984.
- [D'A63a] D'ANGELO, N.: *Ion Waves in an Inhomogeneous Plasma*. Phys. Fluids, 6(3):592–593, March 1963.
- [D'A63b] D'ANGELO, N., MOTLEY, R. W.: *Low-Frequency Oscillations in a Potassium Plasma*. Phys. Fluids, 6(3):422–425, March 1963.
- [Dem98] DEMIDOV, V., ARMSTRONG, R., FREDERIKSEN, A.: *Probe measurements of electron energy distributions in a magnetized plasma of the toroidal device „Blaamann“*. Contrib. Plasma Phys., 38(S):1–6, 1998.
- [Dru30] DRUYVESTEYN, M. J.: *Der Niedervoltbogen*. Z. Phys. (Berlin), 64:781–798, 1930.
- [Ell80] ELLIS, R. F., MARDEN-MARSHALL, E., MAJESKI, R.: *Collisional drift instability of a weakly ionized argon plasma*. Plasma Physics, 22:113–132, 1980.
- [End94] ENDLER, M.: *Experimentelle Untersuchung und Modellierung elektrostatischer Fluktuationen in den Abschülschichten des Tokamak ASDEX und des Stellarators Wendelstein 7-AS*. Doktorarbeit, MPI f. Plasmaphysik, Garching, 1994. IPP-Report III/197.
- [Fey91] FEYNMAN, R. P., LEIGHTON, R. B., SANDS, M.: *Elektromagnetismus und Struktur der Materie*, Band II der Reihe *Feynman Vorlesungen über Physik*. Oldenburg, 2. Auflage, 1991.
- [Fra95] FRANK, P.: *Untersuchungen der niederfrequenten Driftinstabilität in einer magnetisierten Ring-Entladung mit Elektronentemperatur- und Dichtegradienten in entgegengesetzten Richtungen*. Doktorarbeit, Ruhr-Universität, Bochum, 1995.
- [Fuc96] FUCHS, T.: *Bestimmung des Energiehaushaltes und des Leistungseintrages in Targets am Plasmagenerator PSI-1*. Diplomarbeit, Humboldt-Universität-Berlin & IPP, 1996.
- [Fus92] FUSSMANN, G.: *Teilchentransport in magnetisch eingeschlossenen Plasmen*. MPI für Plasmaphysik, Garching, IPP 1/273, 1992. Habilitationsschrift.
- [Fus94] FUSSMANN, G.: *Vorlesungsskripte über Plasmaphysik und Fusionsforschung Teil I und II*. Humboldt-Universität-Berlin, 1994.
- [Fus96] FUSSMANN, G., MEYER, H., PASCH, E.: *Abel Inversion of Rotating Plasmas*. Contrib. Plasma Phys., 36(4):501–517, 1996.
- [Fus97] FUSSMANN, G.: *Cross-Field Diffusion by Charge Changing Processes*. Contrib. Plasma Phys., 37(4):363–375, 1997.
- [Fus99] FUSSMANN, G.: *Private Kommunikation*, 1999.
- [Ger95] GERTHSEN, C., VOGEL, H.: *Gerthsen Physik*. Springer, 18. Auflage, 1995.
- [Gol95] GOLDSTON, R. J., RUTHERFORD, P. H.: *Introduction to Plasma Physics*. IOP Publ., Bristol, 1995.
- [Gri93] GRIEGER, G., MILCH, I.: *Das Fusionsexperiment Wendelstein 7-X*. Phys. Bl., 49:1001, 11 1993.

- [Gro89] GROTZ, K., KLAPDOR, V.: *Die schwache Wechselwirkung in Kern-, Teilchen- und Astrophysik*. Teubner, Stuttgart, 1989.
- [Gru93] GRUENIGEN, D. CH. V.: *Digitale Signalverarbeitung*. AT Verlag, Aarau, Schweiz, 1993.
- [Hei97] HEINLOTH, K.: *Die Energiefrage*. Vieweg, 1997.
- [Hub98] HUBA, J. D.: *NRL Plasma Formulary*. <http://wwwppd.nrl.navy.mil/nrlformulary/-nrlformulary.html>, 1998.
- [Hut87] HUTCHINSON, I. H.: *Principles of Plasma Diagnostics*. Cambridge University Press, 1987.
- [Jac99] JACKSON, J. D.: *Classical Electrodynamics*. Wiley, 3. Auflage, 1999.
- [Jen98a] JENKO, F.: *Numerische Modellierung von stoßfreier Driftwellenturbulenz*. Doktorarbeit, MPI f. Plasmaphysik, Garching, 1998. IPP-Report 5/82.
- [Jen98b] JENSEN, O.: *Messungen der Ionentemperatur und Strömungsgeschwindigkeit in einem Plasma mit linearer Magnetfeldkonfiguration*. Diplomarbeit, Humboldt-Universität-Berlin & IPP, 1998.
- [Jüt99] JÜTTNER, B.: *Delayed Spark Development in Short Air Gaps*. Humboldt-Universität-Berlin, unveröffentlicht, 1999.
- [Keg98] KEGEL, W. H.: *Plasmaphysik*. Springer, 1998.
- [Kli91] KLINGER, T.: *Spektral- und Dimensionsanalyse niederfrequenter Plasmafluktuationen*. Diplomarbeit, Christian-Albrechts-Univ., Kiel, 1991.
- [Klo98] KLOSE, S., MEYER, H., LAUX, M.: *Asymmetries of Double Probe Characteristics Observed in the PSI-1*. Contrib. Plasma Phys., 38(S):80–85, 1998.
- [Kra94] KRAUTTER, J., SEDLMAYR, E., SCHAIERS, K., TRAVING, G.: *Meyers Handbuch Weltall*. Meyers Lexikonverlag, 7. Auflage, 1994.
- [Lan73] LANDAU, L. D., LIFSCHITZ, E. M.: *Mechanik, Elektrodynamik*, Band 1 der Reihe *Theoretische Physik kurzgefaßt*. Akademie-Verlag, Berlin, 1973.
- [Lat94] LATTEN, A.: *Entwicklung eines 64-Kanal-Transientenrekorders zur Untersuchung turbulenter Driftwellen*. Diplomarbeit, Christian-Albrechts-Univ., Kiel, 1994.
- [Lat95] LATTEN, A., KLINGER, T., PIEL, A.: *A probe array for the investigation of spatio-temporal structures in drift wave turbulence*. Rev. Sci. Instr., 66(5):3254–3262, May 1995.
- [Leh87] LEHNER, G.: *Fusionsexperimente*, Band IV/2 der Reihe *Bergmann-Schaefer (Lehrbuch der Experimentalphysik)*, Kapitel XI, Seite 1467. Walter de Gruyter, 8. Auflage, 1987.
- [Leh96] LEHMER, R. D.: *Study of the Effect of Radial Electric Fields on Electrostatic Turbulence*. Doktorarbeit, UCLA, PISCES-A, 1996.
- [Lev84] LEVINSON, S. J., BEALL, J. M., POWERS, E. J., BENGTON, R. D.: *Space-time statistics of the turbulence in a tokamak edge plasma*. Nucl. Fusion, 24(5):527–539, 1984.
- [Lot68] LOTZ, W.: *Electron-Impact Ionization Cross-Sections and Ionization Rate Coefficients for Atoms and Ions from Hydrogen to Calcium*. Zeitschr. f. Physik, 216:241–247, 1968.
- [Mac12] MACH, E.: *Die Mechanik in ihrer Entwicklung*. Leipzig, Brockhaus, 7. Auflage, 1912.

- [Mar86a] MARDEN-MARSHALL, E., ELLIS, R. F., WALSH, J. E.: *Collisional drift instability in a variable radial electric field*. Plasma Phys. and Contr. Fusion, 28(9B):1461–1482, 1986.
- [Mar86b] MARDEN-MARSHALL, E., HALL, K. L.: *Collisional drift instability in hollow and coaxial plasmas*. Plasma Phys. and Contr. Fusion, 28(12A):1867–1884, 1986.
- [Mey98] MEYER, H.: *Analyse der Plasmarotation in einer linearen Magnetfeldkonfiguration*. Doktorarbeit, Humboldt-Universität-Berlin & IPP, 1998.
- [Mic97] MICROSOFT: *Microsoft Encarta-Enzyklopädie*. CD-ROM, 1997.
- [Nau98] NAUJOKS, D., FUSSMANN, G., MEYER, H.: *I(U)-Characteristics of the Plasma Generator PSI-1: Experiment and Theory*. Contrib. Plasma Phys., 38(S):127–133, 1998.
- [Nau99] NAUJOKS, D.: *Plasma Generator PSI-1*. MPI f. Plasmaphysik, Bereich Berlin, unveröffentlicht, 1999.
- [NIS99] NIST: *Atomic Spectra Database V2.0 (Standard Reference Database #78)*. [http://physics.nist.gov/cgi-bin/AtData/main\\_asd](http://physics.nist.gov/cgi-bin/AtData/main_asd), 1999.
- [Noe96] NOETZEL, J.: *Destabilisierung und Sättigung von Driftwellen im Experiment KIWI*. Diplomarbeit, Christian-Albrechts-Univ., Kiel, 1996.
- [Nol92] NOLL, M.: *Kollektive Streuung an überthermischen Elektronendichtefluktuationen in einer magnetisierten Niederdruckentladung mit Hilfe eines CO<sub>2</sub>-Lasers*. Diplomarbeit, Heinrich-Heine-Universität, Düsseldorf, 1992.
- [Ohn99] OHNO, N. et al.: *Ion Temperature Measurement and Energy Balance in Detached Plasmas in the Divertor Simulator NAGDIS-II*. In: *Contrib. to the 26th EPS Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics, Maastricht, ECA Vol. 23J*, Seiten 485–488. European Physical Society, 1999. (<http://epsppd.epfl.ch/pdf/p1096.pdf>).
- [Pan62] PANOFSKY, W. H. K., PHILLIPS, M.: *Classical Electricity and Magnetism*. Addison-Wesley, 1962.
- [Pie86] PIEL, A.: *Die Resonanzkegelmethode zur Diagnostik magnetisierter Plasmen*. Ruhr-Univ., Bochum, 1986. Habilitationsschrift.
- [Pie92] PIERRE, TH., ROHDE, V., PIEL, A.: *Experimental and numerical study of the plasma drift effect on upper-hybrid resonance cones*. Phys. Fluids, B4:2661, 1992.
- [Pot79] POTS, B. F. M.: *Turbulence and Transport in a Magnetized Argon Plasma*. Doktorarbeit, TU-Eindhoven, 1979.
- [Pow74] POWERS, E. J.: *Spectral techniques for experimental investigation of plasma diffusion due to polychromatic fluctuations*. Nucl. Fusion, 14:749–752, 1974.
- [Pre94] PRESS, W. H., TEUKOLSKY, S. A., VETTERLING, W. T., FLANNERY, B. P.: *Numerical Recipes in C*. Cambridge University Press, 2. Auflage, 1994.
- [Raf87] RAFELSKI, JOHNS: *Myonenkatalysierte Kernfusion*. Spektr. d. Wiss., 2 1987.
- [Rai91] RAIZER, YU. P.: *Gas Discharge Physics*. Springer, Berlin, 1991.
- [Rei77] REIF, F.: *Statistische Physik*, Band 5 der Reihe *Berkeley Physik Kurs*. Vieweg, Braunschweig, 1977.
- [Roh93] ROHDE, V.: *Anwendung der Resonanzkegelmethode in der Ionosphäre und in Laborplasmen*. Doktorarbeit, Christian-Albrechts-Univ., Kiel, 1993.

- [Roh96a] ROHDE, V. et al.: *Direct measurement of the plasma potential in the edge of ASDEX Upgrade using a self emitting probe*. In: *Proceedings of the 12th Int. Conf. on Plasma Surface Interactions in Controlled Fusion Devices, St. Raphael*, Seiten 712–715. North-Holland, 1996. (Journal of Nuclear Materials 241-243 (1997)).
- [Roh96b] ROHDE, V. et al.: *Langmuir probe measurements in the midplane of ASDEX-Upgrade*. Contrib. Plasma Phys., 36(S):109–116, 1996.
- [Ros57] ROSENBLUTH, M. N., LONGMIRE, C. L.: *Stability of Plasmas Confined by Magnetic Fields*. Annals of Physics, 1:120–140, 1957.
- [Ros62] ROSENBLUTH, M. N., KRALL, N. A., ROSTOKER, N.: *Finite Lamor Radius Stabilization of "Weakly" Unstable Confined Plasmas*. Nucl. Fusion, Suppl., Part 1:143–150, 1962.
- [Rüt99] RÜTER, N.: *Private Kommunikation*, 1999.
- [Sai55] SAIDEL, A. N., PROKOFJEV, W. K., RAISKI, S. M.: *Spektraltabellen*. VEB Verlag Technik Berlin, 1955.
- [Sch68] SCHOTT, L.: *Electrical Probes*, in LOCHTE-HOLTGREVEN: *Plasma Diagnostics*, Kapitel 11, Seiten 668–731. North-Holland Publ., Amsterdam, 1968.
- [Sch86] SCHMUTZER, E.: *Relativitätstheorie-Aktuell*. Teubner, Leipzig, 3. Auflage, 1986.
- [Sch92] SCHRÜFER, E.: *Signalverarbeitung - Numerische Verarbeitung digitaler Signale*. Carl Hanser, München, 2. Auflage, 1992.
- [Sch93] SCHUMACHER, U.: *Fusionsforschung*. Wissenschaftliche Buchgesellschaft Darmstadt, 1993.
- [Sch97] SCHMIDTMANN, K.: *Bestimmung der Temperatur und Strömungsgeschwindigkeit von Ar II-Ionen am Plasmagenerator PSI-1 mittels laserinduzierter Fluoreszenz*. Diplomarbeit, Humboldt-Universität-Berlin & IPP, 1997.
- [Sne63] SNEDDON, I. N.: *Spezielle Funktionen der mathematischen Physik, Formelsammlung II*. Bibliographisches Institut, Mannheim, 1963.
- [Spi58] SPITZER, L.: *The stellarator concept*. Physics of Fluids, 1:253–264, 1958.
- [Str88] STRÖHLEIN, G.: *Das Verfahren der Dimensionsbestimmung am Beispiel der nichtlinearen Kopplung von Driftwellen und Schallwellen in einem Magnetoplasma*. Diplomarbeit, Ruhr-Universität, Bochum, 1988.
- [Swa89] SWANSON, D. G.: *Plasma Waves*. Academic Press, 1989.
- [Tay90] TAYLOR, R. J. et al.: *Enhanced confinement in CCT and PISCES-A in the presence of radial electric fields*. In: *Proceedings of the 13th Int. Conf. on Plasma Physics and Controlled Fusion Research, Washington-DC*, Seiten 463–472. IAEA, 1990.
- [The97] THEIMER, G.: *Charakterisierung transportrelevanter turbulenter elektrostatischer Fluktuationen in der Abschältschicht des Tokamaks ASDEX mittels Darstellung als Superposition von raum-zeitlich lokalisierten Ereignissen*. Doktorarbeit, MPI f. Plasmaphysik, Garching, 1997. IPP-Report III/223.
- [Ull76] ULLRICH, S.: *Plasmaphysikalische Grundlagen und Methoden des Einsatzes von Plasmasonden in der Raumforschung*, Band 4 der Reihe *Ergebnisse der Plasmaphysik und Gaselektronik*. Akademie-Verlag, Berlin, 1976.

- [Wen87] WENDE, B.: *Das Plasma*, Band IV/2 der Reihe *Bergmann-Schaefer (Lehrbuch der Experimentalphysik)*, Kapitel X, Seite 1371. Walter de Gruyter, 8. Auflage, 1987.
- [Zit98] ZITTEL, W., WURSTER, R.: *Wasserstoff in der Energiewirtschaft*. [www.wasserstoff.de](http://www.wasserstoff.de), 1998.

# Veröffentlichungen

KLOSE, S., MEYER, H., SCHMIDTMANN, K., BOHMEYER, W. und FUSSMANN, G.: *Fluktuationmessungen am Plasmagenerator PSI-1*, Verhandl. DPG, Mainz (1997), P 14.28 .

KLOSE, S., MEYER, H., and LAUX, M.: *Asymmetries of Double Probe Characteristics Observed in the PSI-1*, Contrib. Plasma Phys. **38**, 80-85 (1998).

KLOSE, S., MEYER, H. und LAUX, M.: *Asymmetrische Strom-Spannungskennlinien elektrischer Doppelsonden*, Verhandl. DPG, Bayreuth (1998), P 29.33 .

KLOSE, S., LAUX, M.: *Fluctuations and the Shape of a Rotating Magnetized Plasma Column*, In: Proc. ICPP & 25th EPS Conf. on Control. Fusion and Plasma Phys., Praha, ECA **22C** (1998), 1550-1553 .

KLOSE, S., MEYER, H., NAUJOKS, D., LAUX, M., SÜNDER, D., BOHMEYER, W. und FUSSMANN, G.: *Driftinstabilität und Flutemoden im linearen Plasmagenerator PSI-1*, Verhandl. DPG, Bonn (2000), P 15.5 .

KLOSE, S., BOHMEYER, W., FUSSMANN, G., and the PSI-2 Team: *Ion Drift Waves in the PSI-2*, In: Proc. 27th EPS Conf. on Control. Fusion and Plasma Phys., Budapest (2000), P 2.010, (to be published, see: [www.eps2000.kfki.hu](http://www.eps2000.kfki.hu)).

# Lebenslauf

Name: Sören Klose  
Geburtstag: 14. Mai 1969  
Geburtsort: Berlin

## Schule:

Sep. 1975 bis Juli 1985 - 10-klassige polytechnische Oberschule Strausberg b. Berlin  
Sep. 1986 bis Juni 1988 - Abitur an Volkshochschule in Berlin-Lichtenberg

## Beruf:

Sep. 1985 bis Feb. 1988 - Ausbildung als Facharbeiter für Nachrichtentechnik in Berlin  
März 1988 bis Okt. 1988 - Angestellt als Nachrichtentechniker im Telefonanlagenbau

## Sonstiges:

Nov. 1988 bis Jan. 1990 - Grundwehrdienst

## Studium:

April 1990 bis Juli 1995 - Physik an der Technischen- sowie Humboldt-Univ. zu Berlin  
Okt. 1993 bis Mai 1995 - Studien- und Diplomarbeit am Astrophys.-Inst.-Potsdam (AIP) auf dem Gebiet der solaren Radioastronomie  
Sep. 1995 bis Aug. 1999 - Doktorand am MPI für Plasmaphysik (IPP) - Bereich Plasma-diagnostik Berlin - sowie Humboldt-Universität zu Berlin



# Zitate

Da ich mich für kein einzelnes Zitat entscheiden wollte, hier also eine kleine Sammlung, die natürlich eine gewisse eigene Sichtweise widerspiegelt.

”The most beautiful emotion we can experience is the mysterious. It is the source of all true art and science. He to whom this emotion is a stranger, who can no longer wonder and stand rapt in awe, is as good as dead: his eyes are closed... To know that what is impenetrable to us really exists, manifesting itself as the highest wisdom and the most radiant beauty which our dull faculties can comprehend only in their most primitive forms—this knowledge, this feeling, is at the center of true religiousness. In this sense, and in this sense only, I belong to the rank of devoutly religious men.”  
— Albert Einstein

„Gegenüber der Aufgabe, die Arbeit eines einzigen Tages sinnvoll zu ordnen, ist alles andere im Leben ein Kinderspiel.“  
— J. W. v. Goethe

”Where there is no vision, the people perish.”  
— Web Page der Hawaiian Astronomical Society

„Ich habe mir bei allen Entwürfen immer das Ziel möglichst hoch gesetzt, in der Erkenntnis der Tatsache, daß das endgültig Erreichbare erheblich unter dem Erhofften liegen würde.“  
— Claude Dornier

„Nicht nur der Physiker sollte sich für Wellen interessieren: Fast alles, was wir über die Welt wissen, verdanken wir Schall und Licht, von Radio und Fernsehen ganz zu schweigen. Kein Wunder, denn die ganze Welt besteht nach der Quantenmechanik aus Wellen, wenn auch ganz seltsamen: Wahrscheinlichkeitswellen. ...“  
— Gerthsen Physik, Helmut Vogel, 18. Auflage 1995

„Das Erstaunlichste an der Welt ist, daß man sie verstehen kann.“  
— Albert Einstein

”Every time you look up at the sky, every one of those points of light is a reminder that fusion power is extractable from hydrogen and other light elements, and it is an everyday reality throughout the Milky Way Galaxy.”  
— Carl Sagan, Spitzer Lecture, Oct. 1991 ([http://www.pppl.gov/docs/fusion\\_basics/pages/fusion\\_energy.html](http://www.pppl.gov/docs/fusion_basics/pages/fusion_energy.html))

# Danksagung

Prof. G. Fußmann, Leiter des Institutsbereichs Plasmadiagnostik, danke ich für die Vergabe des interessanten Themas sowie für die engagierte Betreuung und kritische Durchsicht der Arbeit. Insbesondere aber für die zahlreichen Diskussionen zum Verständnis von Transport, Einschluß und Magnetohydrodynamik des Plasmas im PSI-1, aber auch für die Vermittlung von Wissen im weiteren Umfeld der Plasmaphysik sowie für die aufgebrauchte Geduld.

Dr. W. Bohmeyer<sup>1</sup>, Leiter der PSI-1 Gruppe, danke ich für das stete Interesse an meiner Arbeit, welches es mir ermöglichte ausreichend Meßzeit zu bekommen, was bei den vielen verschiedenen Aufgabenstellungen die mit dem PSI-1/2 untersucht werden nicht selbstverständlich ist. Insbesondere aber auch für die Organisation und Bereitstellung der notwendigen Meßtechnik ohne die nunmal keine neuen experimentellen Einblicke gewonnen werden können.

Dr. Michael Laux<sup>2</sup> danke ich für das reichlich vermittelte Wissen zu Langmuirsonden sowie für zahlreiche interessante Diskussionen im gesamten physikalischen Umfeld und für so manchen guten Buchtip. Insbesondere aber für die Schulung der Fähigkeit einer besonders kritischen Betrachtung von Meßdaten ohne die so mancher Zusammenhang und manches scheinbar unwesentliche Detail verborgen geblieben wäre.

Dr. Heinz Grote, Hans-Dietrich Reiner, Horst Behrendt und Jürgen Sachtleben danke ich für die Sicherstellung des Betriebs des PSI-1 sowie für unzählige wichtige Informationen zur Vakuum- und Elektrotechnik und Elektronik.

Siegfried Mettchen<sup>3</sup>, Konrad Hirte und Niels Rüter danke ich für die Konstruktion und den Bau diverser Manipulatoren und Langmuirsonden, was mitunter nicht immer einfach war.

Dr. Hendrik Meyer<sup>4</sup>, Dr. Petra Kornejew, Dr. Uwe Wenzel, Dr. Rainer Radtke, Dr. Christoph Biedermann und Tino Fuchs danke ich für zahlreiche nützliche Informationen und Diskussionen zur Plasmaspektroskopie und Plasmaphysik sowie des weiteren Umfeldes.

Dr. Dirk Naujoks<sup>5</sup> danke ich für seine pragmatische Denkweise in komplizierten Fällen und für mehrere wichtige Tips.

Dr. Dirk Sünder danke ich für Diskussionen und wichtige Hinweise zur Theorie von Driftwellen.

Dr. Peter Bachmann und Dr. Hans Kastelewicz danke ich für wichtige Hinweise zu theoretischen und numerischen Methoden der Plasmaphysik.

Prof. B. Jüttner, Dr. Heinz Pursch und Ingmar Kleberg danke ich für interessante Diskussionen zu Funkenentladungen und für den Austausch von Meßtechnik.

Desweiteren danke ich Andreas Stareprawo für die Sicherstellung des Betriebes des für die tägliche Arbeit so notwendigen Computernetzwerkes und des schnellen Behebens von Problemen wie "afs: lost contact with volume location server ...".

Ferner danke ich Dr. Michael Endler, Dr. Thomas Klinger und Dr. Klaus Hallatschek für Gespräche und Informationen zu Fluktuationen und Driftwellen.

Meinen Eltern danke ich dafür, daß sie mich jederzeit unterstützten wenn es notwendig war.

---

<sup>1</sup>„Besser ist der Feind des Guten.“

<sup>2</sup>„So weit, so schlecht.“

<sup>3</sup>„Nach fest kommt lose.“

<sup>4</sup>„Macht mehr Physik!“

<sup>5</sup>„Die wahre Physik ist einfach.“

# Erklärung

Hiermit versichere ich, daß ich die vorliegende Arbeit selbständig und nur unter Verwendung der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe.

Berlin, den 22. Juni 2000.

